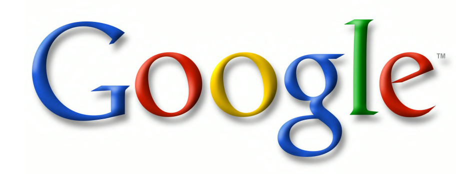
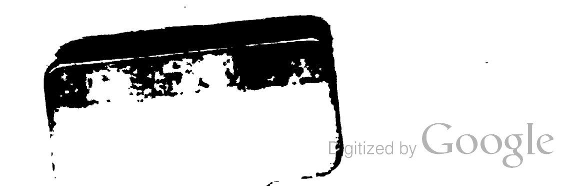










Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Unter Mitarbeit
von
Prof. Dr. **M. Abraham**, Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. Dr. **Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Ober-Regierungsrat Dipl.-Ing. **H. Eales** Berlin-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **Lee de Forest** (Berlin), Prof. Dr. **Josef Geitler** (Graz), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **Kiebitz** (Berlin), Dr. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **Vald. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dr. **Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. **Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen)

und unter besonderer Mitwirkung
von
Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

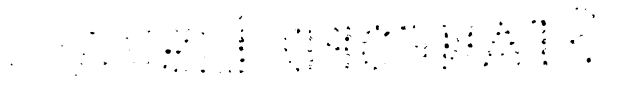
herausgegeben
von
Dr. Eugen Nesper

Neunzehnter Band

Mit 235 Figuren und 6 Tafeln im Text



BERLIN W.
VERLAG VON M. KRAYN
1922



Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis.

Autorenverzeichnis.

A. Originalartikel.

B. Referate.

Sachregister.

(Nach Stichwörtern der Überschriften geordnet.)


Digitized by Google

Patentschau von H. Eales.

Literaturverzeichnis von G. Zickner bzw. K. Lübcke.

Bücherbesprechungen von E. Nesper.

Briefe an die Schriftleitung.

Kurze Mitteilungen.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 19. Januar 1922. Heft 1.

Inhalt.

Manuskripte für das *Jahrbuch*, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 21*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10*, *Genthinerstraße 39* zu richten.



Kurvenform und Phase der Schwingungen in Röhrensendern.

Der fremderregte Sender.

Von E. Alberti und G. Zickner.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Den zeitlichen Verlauf der Schwingungen in Röhrensendern suchte man bisher hauptsächlich auf analytischem oder graphischem Wege unter Zugrundelegung der bei Gleichstrom aufgenommenen Charakteristiken zu ermitteln.[1] Die theoretischen Ableitungen sind bereits durch oszillographische Kurvenaufnahmen bei Niederfrequenz im wesentlichen bestätigt worden.[2] Bei Mittelfrequenz wurden einige Kurvenaufnahmen mit dem Helmholtzschen Pendel von Tank und Herzog[3] durchgeführt. Experimentelle Untersuchungen bei Hochfrequenz sind kürzlich von Glage und Edler[4] veröffentlicht worden, die sich jedoch lediglich mit einigen Sonderfragen an Zwischenkreisröhrensendern befassen. Außerdem liegen einige Beobachtungen von Hull[5] vor, die jedoch, soweit man aus der Arbeit ersehen kann, vorwiegend orientierenden Charakter tragen. Im folgenden haben wir die Kurvenformen und Phasen hochfrequenter Ströme und Spannungen in Röhrensendern systematisch untersucht, um festzustellen, wieweit auch bei Hochfrequenz die auf theoretischem Wege gebildeten Vorstellungen den tatsächlichen Vorgängen entsprechen.

A. Untersuchungsmethode.

Zur Ermittlung des zeitlichen Verlaufes hochfrequenter Vorgänge kommt in erster Linie die Braunsche Röhre in Frage, die auch bereits mehrfach zu diesem Zwecke angewandt worden ist, so z. B. von

1) A. Meißner, Jahrb. 14, S. 5, 1919; H. Rukop, Jahrb. 14, S. 110, 1919; H. G. Möller, Jahrb. 14, S. 326, 1919; H. G. Möller, Die Elektronenröhren, Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1920; L. M. Hull, Sc. Pap. Bur. Stand. Nr. 355, S. 497, 1919.

2) E. H. Armstrong, Proc Inst Rad. Eng. 3, S. 215, 1915; Jahrb. 12, S. 241, 1917; A. Meißner, l. c.; F. Holborn, Mitt. Tel. Techn. R.-Amt 9, S. 119, 1921; E. V. Appleton und B. van der Pol, Phil. Mag. 42, S. 201, 1921.

3) F. Tank und A. Herzog, Jahrb. 17, S. 426, 1921.

4) G. Glage und H. Edler, Arch. f. Elektrot. 10, S. 56, 1921.

5) L. M. Hull, Proc. Inst. Rad. Eng. 9, S. 130, 1921.

Barkhausen bei der Untersuchung von Lichtbogenschwingungen.[1] Dem Wesen der Braunschen Röhre entsprechend, kann man von den folgenden Untersuchungen nur eine qualitative Prüfung der Theorie erwarten.

I. Das Braunsche Rohr. Das benutzte Braunsche Rohr, das in wesentlichen Teilen dem von Faßbender und Hupka[2]) be-

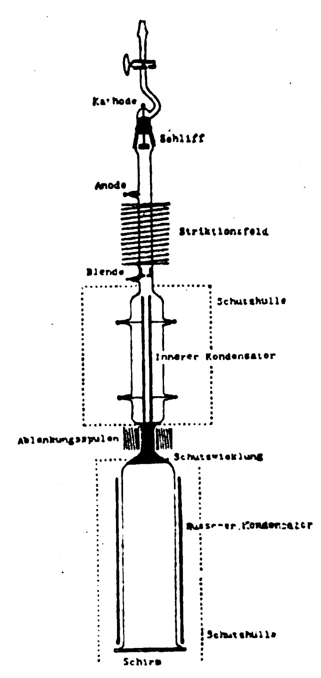


Fig. 1. Das Braunsche Rohr.

nutzten ähnlich ist, ist im Längsschnitt aus Fig. 1 ersichtlich. Die Zeichnung ist in etwa $^1/_{20}$ natürlicher Größe gegeben. Die ganze Länge beträgt 1,40 m. Die Kathode ist nach den Angaben von Roschansky[3]) gebaut und zur Vermeidung von Aufladungen der Glaswand mit Stanniol hinterlegt. Bei längerem Gebrauch des Rohres wird die Oberfläche der Kathode durch Zerstäubung uneben und überzieht sich mit einer Oxydschicht. Das hat zur Folge, daß der Fluores-

1) H. Barkhausen, Jahrb. 1, S. 243, 1907.
2) H. Faßbender und E. Hupka, Phys. Ztschr. 13, S. 559, 1912.
3) D. Roschansky, Ann. d. Phys. 36, S. 281, 1911.

zenzfleck deformiert oder verwaschen wird. Ferner treten, besonders bei großer Härte des Rohres, disruptive Entladungen auf, die ein Hin- und Herspringen des Fluoreszenzfleckes auf dem Schirm verursachen. Um deshalb die Kathode jederzeit erneuern zu können, haben wir unmittelbar unterhalb der Kathode einen Schliff in das Rohr eingebaut. Gleichzeitig wurde der zur Gaede-Pumpe führende Rohransatz so in die Rohrachse verlegt, daß die Kathode axial drehbar war. Die Blende besteht, wie fast alle im Rohr befindlichen Metallteile, aus Aluminium, besitzt 1,6 mm Öffnung und ist mit der Anode leitend verbunden und geerdet. Zwischen Anode und Blende ist das Striktionsfeld angebracht. Der Schirm besteht aus Sidotscher Blende. Hinter dem Schirm war eine photographische Kamera angebracht, mit der die Bewegungen des Fluoreszenzfleckes in natürlicher Größe abgebildet werden konnten. Das Rohr wurde auf einem hölzernen Gestell so montiert, daß seine Achse in der Richtung des magnetischen Erdfeldes lag. Die Betriebsspannung für das Braunsche Rohr wurde mit einer Starkstrom-Influenzmaschine[1]) erzeugt, der eine große Batterie von Leidener Flaschen parallel geschaltet war.

Die Influenzmaschine ist zur Erzeugung homogener Kathodenstrahlen zuerst im Berliner Physikalischen Institut[2]) benutzt worden. Gegen diese Anordnung hat Lenard[3]) den Einwand erhoben, daß die Influenzmaschine keine konstante Spannung liefere. Es sollen ungewollte Schwingungsvorgänge von starker Intensität auftreten, welche einen entsprechenden Wechsel in der Geschwindigkeit der Strahlen bedingen. Wäre diese Anschauung richtig, so müßten die abgelenkten Kathodenstrahlen auf dem Fluoreszenzschirm einen sehr viel breiteren Fleck ergeben als die unabgelenkten. Von einer derartigen Erscheinung war bei der vorliegenden Untersuchung nichts zu bemerken, ebensowenig wie dies in den Fig. 2 und 3 der Gehrckeschen und in den Fig. 2a und 2b der Leithäuserschen Arbeit (l. c.) der Fall ist. Wenn Spannungsschwankungen wirklich vorhanden sind, so liegen sie unterhalb der Beobachtbarkeitsgrenze des Braunschen Rohres. Daß in einigen der hier wiedergegebenen Aufnahmen von Figuren, die

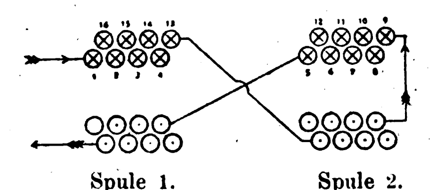
1) Die Influenzmaschine (von der Firma Wehrsen, Berlin) wurde uns von Herrn F. F. Martens zur Verfügung gestellt, dem wir auch an dieser Stelle für die Überlassung bestens danken.

2) E. Gehrcke, Ann. d. Phys. (4) 8, S. 81, 1902; G. Leithäuser, Ann. d. Phys. (4) 15, S. 283, 1904.

3) P. Lenard, Abh. Heidelb. Akad. Wiss., 5. Abh., S. 20, 1918.

der Fleck auf dem Schirm durchläuft, der abgelenkte Strahl scheinbar einen breiteren Lichtfleck erzeugt als der unabgelenkte, ist eine Täuschung, die ihren Grund teils in der Solarisation, teils in einem allmählichen Weicherwerden des Rohres während der Aufnahme hat.

Zur Ablenkung des Strahlenbündels wurden elektrische und magnetische Felder benutzt. Für die elektrische Ablenkung wurde ein Plattenkondensator von 25 cm Länge, 3,5 cm Breite und etwa 1 cm Plattenabstand für Spannungen bis zu etwa 25 Volt in das Rohr eingebaut. Für höhere Spannungen dienten zwei an den unteren, weiten



Spule 1. Spule 2.
Fig. 2. Wickelung der Rohrspulen.

Rohrteil äußerlich angelegte Kondensatorplatten. Die Verwendung außen angelegter Kondensatorplatten, die bei Niederfrequenz Störungen infolge von Aufladungen der Glaswand zur Folge hat, ist bei Hochfrequenz bekanntlich unbedenklich. Die Kapazität jedes Kondensators betrug 20 bis 30 $\mu\mu$F.[1])

Magnetisch wurde der Kathodenstrahl mit Hilfe mehrerer auswechselbarer Spulenpaare (Rohrspulen) verschiedener Größen abgelenkt, die an einer Verengung des Braunschen Rohres angebracht waren. (Vgl. Fig. 1.) Bei Hochfrequenz besitzen Spulen im allgemeinen außer dem magnetischen noch ein merkliches elektrisches Feld. Diese Felder lenken den Fleck in Richtungen ab, die aufeinander senkrecht stehen. Infolgedessen beobachtet man z. B. als Wirkung eines sinusförmigen Stromes in den Spulen auf dem Schirm eine Ellipse anstatt einer geraden Linie. Die Potentialdifferenz zwischen den beiden Spulen kann man durch eine besondere Art der Wicklung bedeutend reduzieren. Man wickelt zu diesem Zweck die Spulen zweilagig und verbindet ihre Lagen derartig, daß der Strom zuerst die untere Lage der Spule 1, dann die untere Lage der Spule 2, dann die obere Lage der Spule 2 und endlich die obere Lage der Spule 1 durchfließt. Die unteren Lagen sind von links nach rechts, die oberen von rechts nach links gewickelt (s. Fig. 2). Durch Versuche konnte festgestellt werden,

1) Im folgenden ist die Kapazitätseinheit 1×10^{-12} F stets mit $\mu\mu$F bezeichnet.



daß der störende Einfluß des elektrischen Spulenfeldes im allgemeinen beseitigt war, nur bei kurzen Wellen traten noch, allerdings in erheblich verringertem Maße elektrische Ablenkungen auf. Um auch diese zu vermeiden, umwickelten wir das Rohr nach dem Vorgange von Roschansky und Chaffee[1]) zwischen den beiden Spulen mit dünnem isoliertem Kupferdraht. Die beiden Spulen der Spulenpaare haben jedoch nicht nur Kapazität gegeneinander, sondern auch gegen ihre Umgebung, sie besitzen also ein elektrisches Streufeld, das ebenfalls auf den Kathodenstrahl ablenkend wirkt. Zur Beseitigung dieses Einflusses wurden die den Spulen benachbarten Teile des Braunschen Rohres durch Schutzhüllen aus unterteiltem Stanniol abgeschirmt. Die Hüllen umschließen insbesondere auch die Kondensatoren, welche damit auch gegen andere elektrische Streufelder geschützt sind. Durch diese Maßnahmen wurde erreicht, daß die Spulenfelder bei Schwingungen bis herab zu Wellenlängen von 15 m einwandfreie gerade Linien auf dem Schirm ergaben.

II. Kurvenaufnahme und Analyse. Unter den bisher ausgebildeten Methoden zur Kurvenaufnahme kann man drei prinzipiell verschiedene Arten unterscheiden. Durch Ablenkung des Kathodenstrahles mit Hilfe der zu untersuchenden Wechselgröße wird auf dem Schirm eine periodische Bewegung des Fluoreszenzfleckes hervorgerufen. Zur Ermittlung ihres zeitlichen Verlaufes benutzt man eine zweite zur ersten senkrecht stehende Bewegung. Diese kann erstens der Zeit proportional sein. Das ist z. B. der Fall bei Verwendung eines rotierenden Spiegels oder bei translatorischer oder rotatorischer Bewegung[2]) der photographischen Kamera. Man erhält in diesen Fällen die zu ermittelnde Kurve direkt in Cartesischen oder Polarkoordinaten. Für Hochfrequenz sind derartige mechanische Methoden unverwendbar. Man kann aber auch durch geeignete Beeinflussung des Kathodenstrahlenbündels den Fleck selbst proportional der Zeit bewegen. Neuerdings sind von Rogowski[3]) in dieser Richtung einige verbessernde Vorschläge gemacht worden.

Ist zweitens der Verlauf der zur Auflösung erforderlichen Hilfsgröße nicht der Zeit proportional, aber bekannt, z. B. sinusförmig, so erhält man geschlossene Figuren (Lissajous-Figuren), aus denen man

1) D. Roschansky, Phys. Ztschr. 9, S. 627, 1908; E. Leon Chaffee, Proc. Amer. Akad. 47, S. 265, 1911.

2) W. Grix, Elektrot. Ztschr. 42, S. 717, 752, 1921.

3) W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. 9, S. 115, 1920; W. Rogowski und G. Glage, ebenda 9, S. 120, 1920.

durch eine Analyse die Kurvenform der gesuchten Wechselgröße ermitteln kann.

Bei der dritten Methode braucht keine der beiden Bewegungen bekannt zu sein. Dagegen ist erforderlich, daß die eine Bewegung proportional dem ersten zeitlichen Differentialquotienten der anderen ist.[1] Die Analyse der resultierenden Bewegung des Fluoreszenzfleckes ergibt dann gleichzeitig die beiden unbekannten Größen. Auf Grund der oben genannten Bedingung muß der Kurvenzug der Lissajousschen Figur eine der beiden Koordinatenachsen[2] senkrecht schneiden. Eine einfache Überlegung zeigt, daß Kurvenpunkte, die in der Nähe dieses Schnittpunktes liegen, nur ungenau bezüglich ihrer Zeit (Phase) zu ermitteln sind. Wenn ferner die eine Wechselgröße innerhalb der Periode einige Zeit konstant bleibt, so wird ihre zeitliche Ableitung und damit die andere der beiden Wechselgrößen während dieser Zeit gleich Null, so daß man für die Phasen sogar unbestimmte Werte erhält. Während dieser Zeiten steht der Fluoreszenzfleck auf dem Schirm still.

Für die vorliegende Arbeit erwies sich die zweite Methode der Kurvenaufnahme mit einer sinusförmigen Hilfsgröße als die zweckmäßigste. Die Zuverlässigkeit der Analyse ist bei sinusförmiger Hilfsbewegung in der Mitte der Figur am größten und nimmt nach beiden Seiten ab. Um Klarheit über den Grad der Ungenauigkeit zu erhalten, wurde bei Hochfrequenz ein und dieselbe Kurve nacheinander mit Hilfe zweier um 90^0 in der Phase verschobener Wechselfelder aufgenommen. Trotz der Verschiedenheit der beiden erhaltenen Lissajous-Figuren (Fig. 3 und 4, Taf. I) ergab die Analyse doch so weitgehend übereinstimmende Kurvenzüge (Fig. 5), daß die erwähnte Ungenauigkeit praktisch vernachlässigt werden kann. Der Versuch wurde an verschiedenen anderen Kurven mit dem gleichen Erfolge wiederholt. Das Ergebnis dieser Versuche spricht gleichzeitig dafür, daß das benutzte Braunsche Rohr bei Hochfrequenz zuverlässig arbeitet.

Zur weiteren Prüfung des Rohres wurden mehrere mittelfrequente (100—750 ∼), z. T. starke Oberschwingungen enthaltende Strom- und Spannungskurven mit dem Rohr und gleichzeitig mit einem Siemens-Blondelschen Oszillographen aufgenommen. In allen Fällen ergab

1) F. F. Martens, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, S. 65, 1919.

2) Man erhält die Koordinatenachsen, wenn man bei der photographischen Aufnahme je nur eine der beiden Wechselgrößen wirken läßt.



sich zwischen den in verschiedener Weise erhaltenen Kurven gute Übereinstimmung.

Die Analyse der mit Hilfe des Braunschen Rohres erhaltenen

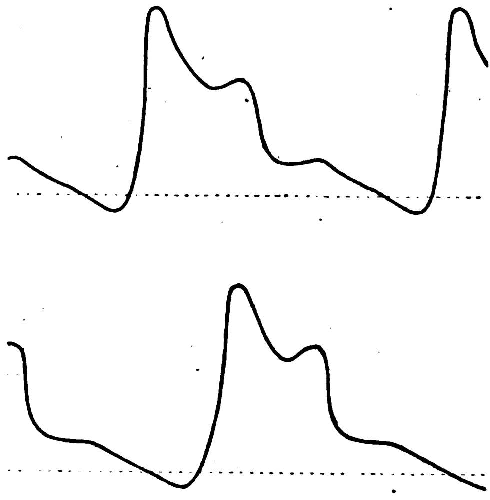


Fig. 5. Analyse der Fig. 3 u. 4 (Tafel I).

Aufnahmen, d. h. die Überführung der geschlossenen Kurven in periodische Funktionen der Zeit[1]) erfolgte in bekannter Weise mit Hilfe eines sinoidal geteilten Maßstabes.

---

1) Sofern es sich nur um rein elliptische Figuren handelt, muß die Analyse auf Sinusschwingungen führen; in diesen Fällen ist also lediglich

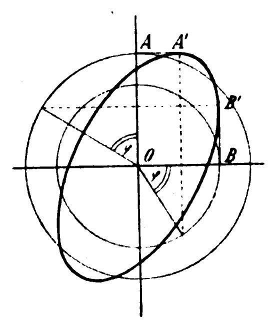


Fig. 6. Phasenbestimmung bei sinusförmigen Schwingungen.

die Phasenverschiebung der beiden Komponenten gegeneinander zu ermitteln. Das geschieht in einfacher Weise auf folgendem Wege:

B. Meßanordnung.

I. Schaltungsschema. Bei der benutzten Anordnung handelt es sich im wesentlichen um die Aufnahme von 5 Wechselgrößen: Gitterspannung, Anodenspannung, Gitterstrom, Anodenstrom und Schwingungsstrom. Unter diesen ist die Gitterspannung diejenige Größe, von der die anderen mehr oder weniger mittelbar abhängig sind. Man wird deshalb bei der Untersuchung der Vorgänge zunächst eine solche Anordnung wählen, bei der man in der Lage ist, der Gitterspannung eine möglichst einfache Kurvenform zu geben, sowie ihre Frequenz und Amplitude beliebig einzustellen. Auf Grund dieser Überlegung haben wir unsere Versuche mit dem fremderregten Sender begonnen,[1]) d. h. mit einer Röhrenanordnung, die durch eine außerhalb des Senders erzeugte und als Gitterspannung benutzte Hilfsspannung gesteuert wird. Die Kurvenform der Hilfsspannung wird man dabei zweckmäßig sinusförmig wählen. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 7 dargestellt. Zur Erzielung der rein sinusförmigen Gitterspannung wurde ein Röhrensender mit Selbsterregung benutzt, der über einen abgestimmten, lose gekoppelten Zwischenkreis mit einer zwischen Glühfaden und Gitter des fremderregten Senders eingeschalteten Spule gekoppelt war. Die Koppelung war also rein induktiv. Eine kapazitive Koppelung kam deshalb nicht in Frage, weil sich dann das Gitter im Zustande der Schwingungen negativ aufgeladen hätte. Eine derartige negative Gittervorspannung war zunächst nicht erwünscht. Der Kürze halber bezeichnen wir in Zukunft den selbsterregten Sender als Primärsender zum Unterschied von dem fremderregten, den wir Sekundärsender nennen wollen. Mit Hilfe eines konstant gehaltenen

---

Die elliptische Bewegung setze sich aus den Projektionen zweier Kreisbewegungen mit den Radien OA und OB (Fig. 6) auf die Koordinatenachsen zusammen. Man fälle von dem Punkte maximaler Elongation A' in der Koordinatenrichtung OA das Lot auf die Koordinatenachse OB und verbinde den Schnittpunkt des Lotes und des Kreises vom Radius OB mit dem Koordinatenanfangspunkt. Der Winkel zwischen der Verbindungslinie und der Achse OB ist der gesuchte Phasenverschiebungswinkel. Ein analoges Verfahren läßt sich auf den Punkt B' gründen. Der Beweis stützt sich auf die oben erwähnte Darstellung der elliptischen Bewegung durch zwei Kreisbewegungen von konstanter Phasenverschiebung. Eine ähnliche Methode ist von Zenneck angegeben worden. (Ann. d. Phys. (4) **9**, S. 513, 1902.)

1) Untersuchungen über den selbsterregten Sender sind zurzeit im Gange.



Überlagerers der Firma Telefunken wurde durch Beobachtung eines Schwebungstones festgestellt, daß sich die Frequenz des Primärsenders

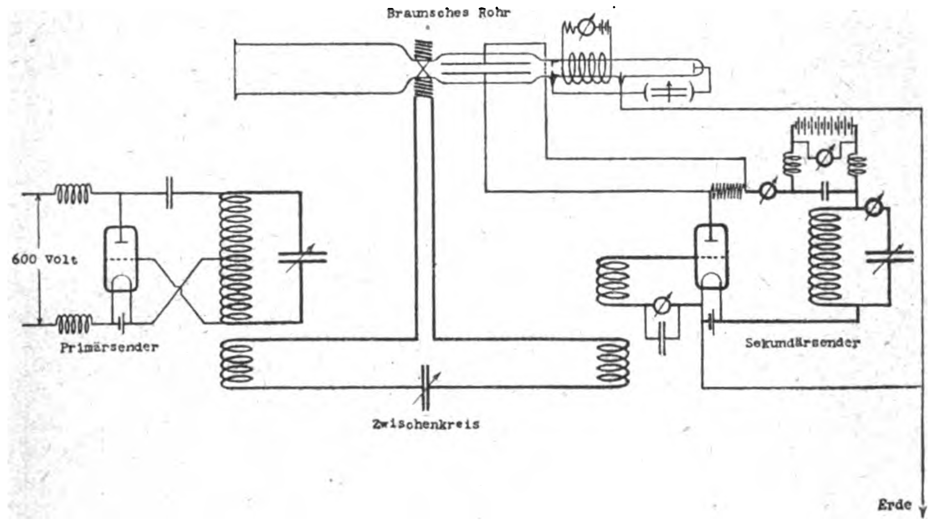


Fig. 7. Schaltungsschema (bei Aufnahme des Anodenstromes).

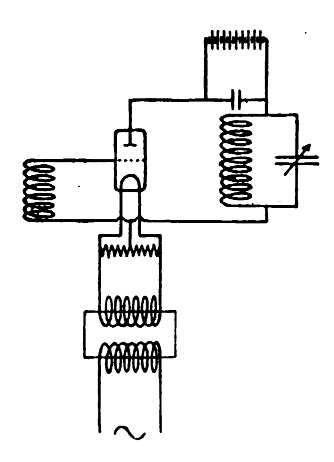


Fig. 7a. Anordnung des Sekundärsenders bei Wechselstromheizung.

bei Veränderungen am Sekundärsender nicht wesentlich änderte. Die Koppelung konnte daher als lose angesehen werden. Zur Herstellung

des sinusförmigen Hilfsfeldes bei der Spannungsaufnahme mit dem Braunschen Rohr konnte der Strom des Zwischenkreises benutzt werden, der die Rohrspulen durchfloß. Die übrigen Einzelheiten der Schaltung sowie die Lage der Meßinstrumente ist aus der Fig. 7 ersichtlich.

Für einige Versuche wurde der Sekundärsender mit Wechselstrom statt mit Gleichstrom geheizt. Die Schaltung des Sekundärsenders für diesen Fall ist in Fig. 7a gegeben. Gitterspule und Schwingungskreis sind in der Mitte eines zum Heizfaden parallel geschalteten Widerstandes angeschlossen.

II. Daten der Versuchsanordnung. Die Messungen wurden systematisch durchgeführt bei den Wellenlängen $\lambda = 18\,000$, 6000, 2000 und 1000 m. Der Primärsender war ein Röhrensender in Spannungsteilerschaltung mit zwei parallel geschalteten 20-Watt-Röhren für Anodenspannungen von 400 bis 700 Volt. Der Zwischenkreis, der stets auf die Frequenz des Primärsenders abgestimmt wurde, besaß zwei Spulen zur Koppelung mit dem Primärsender bzw. mit der Gitterspule des Sekundärsenders. Die Daten der Gitterspulen, welche bei den verschiedenen Wellenlängen benutzt wurden, sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

Gitterspulen.

λ m	Durchmesser cm	Länge cm	Ganghöhe cm	Windungszahl	L μH
18000	15	19	0,4	76	512
6000 2000	} 17	21	1,0	21	46
1000	16	4	0,35	12	36

Im Schwingungskreis wurden Kapazität C und Selbstinduktion L und damit innerhalb enger Grenzen auch der Wirkwiderstand R des Kreises verändert. Aus diesen Größen ergibt sich für den Fall der Resonanz der Wert des Kombinationswiderstandes[1]) $\mathfrak{R} = L/C\,R$, durch den bekanntlich der Schwingungszustand des Senders charakterisiert wird.

Die Spule des Schwingungskreises war aus etwa 1 mm starkem

1) Als Kombinationswiderstand bezeichnen wir in Übereinstimmung mit Möller (l. c.) den Scheinwiderstand der Kombination $(L, R)\ C$.

Kupferdraht auf Glas gewickelt. Ihr Durchmesser betrug 23 cm, ihre Länge 10 cm, die Windungszahl 80. Die Spule war von 5 zu 5 Windungen unterteilt; die ersten 5 Windungen konnten von Windung zu Windung abgegriffen werden. Im Schwingungskreise wurden bei großen Kapazitätswerten Minosglas-Kondensatoren mit parallel geschalteten Öldrehkondensatoren, bei kleinen Werten Luftkondensatoren mit parallel geschalteten Öldrehkondensatoren oder diese allein benutzt. Der Hochfrequenzwiderstand R des Kreises wurde für jede Wellenlänge bei verschiedenen Einstellungen nach dem Verfahren von Lindemann[1]) bestimmt.

Die Werte von L, C, R und $\mathfrak{R}$ für die verschiedenen Wellenlängen ergeben sich aus den Tabellen 2, 3, 4 und 5.

Tabelle 2.

Daten des Schwingungskreises für $\lambda = 18000$ m bei Resonanz.
Rohrspulen A.

Windungszahl[2])	L μH	C $\mu\mu$F	R Ω	$\mathfrak{R}$ Ω
25	597	153000	2,33	1680
30	702	130000	2,47	2190
35	817	112000	2,54	2880
40	916	99700	2,69	3420
45	1010	90800	2,84	3910
50	1130	80500	3,01	4680
55	1260	72400	3,02	5770
60	1400	65300	3,18	6730
65	1540	59300	3,32	7830
70	1690	54100	3,44	9080
75	1840	49800	3,51	10500

1) R. Lindemann, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, S. 28, 1909.

2) Die Selbstinduktion des Schwingungskreises setzt sich zusammen aus der Selbstinduktion der Rohrspulen (vgl. Tab. 6 S. 14) nebst Zuleitungen und der beschriebenen unterteilten Spule des Schwingungskreises. Auf diese Spule beziehen sich die in den Tabellen angegebenen Windungszahlen.

Tabelle 3.

Daten des Schwingungskreises für $\lambda = 6000$ m bei Resonanz.
Rohrspulen *B*.

Windungszahl[1])	L μH	C $\mu\mu$F	R Ω	$\mathfrak{R}$ Ω
0	111	91400	1,75[2])	694
5	127	79900	1,95	816
10	166	61100	2,02	1350
15	225	45100	2,45[2])	2040
20	301	33700	2,66	3360
25	392	25900	2,95[2])	5130
30	497	20400	3,15[2])	7730
35	612	16600	3,45	10700
40	711	14300	3,65[2])	13700
45	801	12700	3,85[2])	16400
50	929	10900	4,13	20600
55	1060	9610	4,35[2])	25300
60	1190	8510	4,60[2])	30500
65	1340	7600	4,89	36000
70	1480	6840	5,10[2])	42600
75	1630	6220	5,30[2])	49500
80	1780	5700	5,58	56200

Tabelle 4.

Daten des Schwingungskreises für $\lambda = 2000$ m bei Resonanz.
Rohrspulen *B*.

Windungszahl[1])	L μH	C $\mu\mu$F	R Ω	$\mathfrak{R}$ Ω
0	111	10200	2,20[2])	4970
1	111	10200	2,23[2])	4910
2	113	9980	2,27[2])	4990
3	117	9630	2,31	5260
4	122	9240	2,40[2])	5510
5	127	8880	2,50	5730
8	148	7620	2,81[2])	6920
10	166	6790	3,06	8000
15	225	5010	3,95	11400
20	301	3750	4,98	16100
25	392	2880	6,32	21600
30	497	2270	7,84	27900
35	612	1840	9,89	33600
40	711	1580	12,38	36300

1) Siehe Anm. 2, Seite 12.
2) Interpoliert.

Tabelle 5.

Daten des Schwingungskreises für $\lambda = 1000$ m bei Resonanz.
Rohrspulen *C*.

Windungszahl[1])	*L* μH	*C* $\mu\mu$F	*R* Ω	$\mathfrak{R}$ Ω
0	42	6710	3,50[2])	1790
1	43	6560	3,80[2])	1720
2	45	6260	4,05[2])	1770
3	49	5750	4,59	1860
4	53	5320	4,80[2])	2080
5	59	4780	4,92	2510
8	80	3520	6,50[2])	3490
10	98	2880	7,07	4840
15	157	1800	10,7	8170
20	283	1210	16,8	11800
25	324	870	24,7	15100

Als Rohrspulen wurden 3 Spulenpaare von den in Tabelle 6 gegebenen Abmessungen benutzt.

Tabelle 6.

Rohrspulen. 2 Lagen. Mittlerer Durchmesser etwa 3,7 cm.

Spulenpaar	Länge jeder Spule cm	Windungszahl jeder Spule	*L* beider Spulen in Reihe μH
A	5,2	2 × 40	310
B	2,8	2 × 20	105
C	1,4	2 × 10	36
Zuleitungen	—	—	6

Im Sekundärsender wurde im allgemeinen eine 20-Wattröhre der Firma Siemens & Halske (Telefunken[3]) Type RS 5 C II b) verwendet. Die Anodenkennlinien einer solchen Röhre bei verschiedenen Heizungen sind in Fig. 8 gegeben. Die Kurven sind bei 400 Volt Anodenspannung aufgenommen.

Bei den Kurven- und Leistungsaufnahmen wurde die Anodengleichspannung variiert. Für die übrigen Spannungen (Gitterwechsel- und Gittervorspannung) lassen sich ebenfalls keine festen Werte angeben, da sie von Fall zu Fall verändert wurden.

1) Siehe Anm. 2, Seite 12.

2) Interpoliert.

3) Gelegentlich wurden auch Röhren anderer Konstruktion untersucht, worüber später berichtet werden soll.

III. Meßverfahren: Die Aufnahme der Gitterspannung (e_g) mit dem Braunschen Rohr erfolgte mit Hilfe des eingebauten Kondensators (siehe Fig. 1). Zur Herstellung des magnetischen Hilfsfeldes diente, wie oben angegeben, der Strom des Zwischenkreises (i) und später, als wir uns überzeugt hatten, daß der Schwingungsstrom (i_s) des Sekundärsenders unter allen Umständen praktisch sinusförmig blieb, meistens dieser.[1])

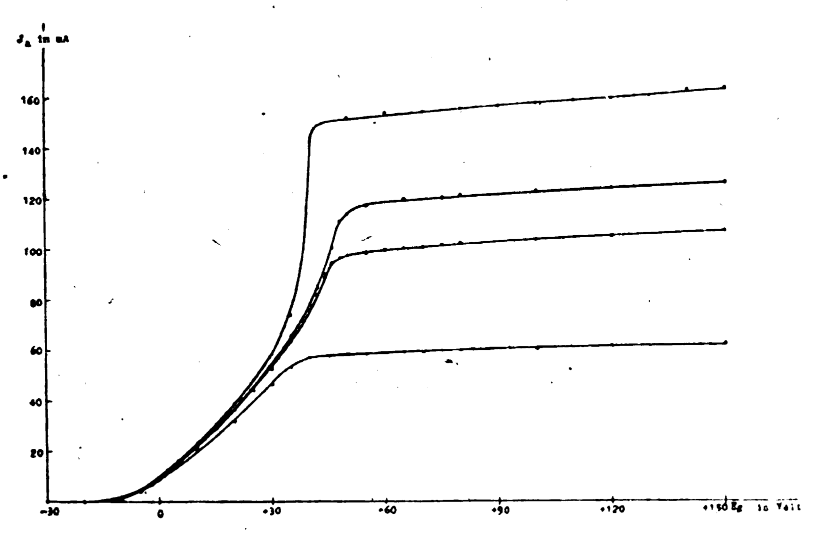


Fig. 8. Anodenkennlinien einer Senderöhre von Siemens & Halske (Telefunken) bei verschiedener Heizung. Type RS5 CIIb.

Bei Verwendung des Schwingungsstromes zur Erzeugung der Lissajous-Figur erhält man gleichzeitig die Phasenverschiebung des Schwingungsstromes gegen die Gitterspannung.

Die Aufnahme von Gitter- und Anodenstrom durch magnetische Ablenkung des Kathodenstrahles vorzunehmen, ist unzweckmäßig, da diese Ströme sehr klein sind und außerdem die Einführung von Selbstinduktion in den Anodenkreis Phasenverschiebungen und damit Änderungen der Kurvenform mit sich bringt. Deshalb wurde die Kurvenform des Gitterstromes (i_g) durch Beobachtung der Spannung an den Enden eines induktionsfreien Widerstandes (zwischen 100 und 1000 Ohm) im Gitterkreise ermittelt. Das Einschalten des Widerstandes

1) In diesem Falle liegen die Rohrspulen im Schwingungskreis. Ihre Selbstinduktions- und Widerstandswerte sind in den Angaben der Tabellen 2—5 mit enthalten. Vgl. Fußnote 2, Seite 12.

wird jedoch auf die Vorgänge im Gitterkreise nicht ohne Einfluß sein. Durch Veränderung des Widerstandes in weiten Grenzen überzeugten wir uns, daß dieser Einfluß auf den Gitterstrom gering ist und bei einer qualitativen Untersuchung vernachlässigt werden kann. Der Gitterwiderstand ist übrigens nur bei Aufnahme des Gitterstromes eingeschaltet, sonst kurzgeschlossen (vgl. Seite 28).

Die Aufnahme des Anodenstromes (i_a) geschah in analoger Weise, die Schaltung dafür ist in Fig. 7 dargestellt. Der hier verwendete Widerstand lag zwischen 10 und 500 Ohm. Gegenüber dem inneren Widerstande der Röhre und dem Kombinationswiderstande des Schwingungskreises ist er also von geringer Größe. Daher ist sein Einfluß auf die Kurvenform des Anodenstromes verschwindend klein und kann außer Betracht gelassen werden.

Die Aufnahme der Anodenwechselspannung (e_a) geschah in ähnlicher Weise wie die der Gitterspannung, nur tritt an Stelle des eingebauten Rohrkondensators der für die höheren Spannungen bestimmte außerhalb des Braunschen Rohres angebrachte Kondensator (s. Fig. 1).

Der Schwingungsstrom (i_s) konnte direkt durch die Ablenkungsspulen des Braunschen Rohres geschickt werden; diese Spulen bildeten dann einen Teil der Selbstinduktion des Schwingungskreises. Als Hilfsgröße zur Erzeugung der Lissajous-Figuren ist in diesem Falle ein sinusförmiges elektrisches Wechselfeld erforderlich. Es wurde dadurch hergestellt, daß die Spannung an einem mit dem Primärsender lose gekoppelten abgestimmten Kreis (in Fig. 7 nicht gezeichnet) an den Rohrkondensator angelegt wurde.

Die Schaltung der Fig. 7 bezieht sich auf die Aufnahme des Anodenstromes. Für die Aufnahme der übrigen periodischen Größen ist das Schaltungsschema den vorausgegangenen Ausführungen entsprechend abgeändert zu denken.

Experimentell hat sich gezeigt, daß es außerordentlich schwer ist, einen fremderregten Röhrensender so anzuordnen, wie ihn die Theorie voraussetzt. Unseres Wissens hat mit dem fremderregten Röhrensender bisher auch nur Seitz[1]) experimentell gearbeitet, der aber Einzelheiten über seine Versuchsanordnung nicht angegeben hat. Die Hauptschwierigkeiten, die sich dabei ergeben, sind: Vermeidung von Selbsterregung durch Mitschwingen des Gitterkreises (Kühnsche Schaltung[2]), Erzeugung rein sinusförmiger Gitterspannungen und Erzielung großer

1) W. Seitz, Jahrb. 15, S. 457, 1920.
2) L. Kühn, Jahrb. 14, S. 395, 1919.

Energie. Zur Verhinderung der Selbsterregung ist es nötig, daß die Eigenfrequenz des Gitterkreises größer ist, als die des in den Anodenkreis geschalteten Schwingungskreises.[1]) Zur Erzielung rein sinusförmiger Gitterspannungen ist außer einer sinusförmigen E.M.K. notwendig, daß keine der zahlreichen Eigenschwingungen[2]) der Gitterspulen in der Nähe einer Oberschwingung dieser E.M.K. liegt, da der Gitterkreis anderenfalls der ursprünglich sinusförmigen Gitterspannung Oberschwingungen von starker Amplitude überlagert. Hierauf ist besonders sorgfältig zu achten, da die Eigenschwingungen der Gitterspule infolge der ersten Bedingung (Vermeidung der Selbsterregung) gerade im Gebiete der Oberschwingungen der Hilfsspannung liegen. Ferner bewirkt jede Änderung im Anodenkreise des Sekundärsenders durch Rückwirkung über die Röhre eine Veränderung der Eigenschwingung des Gitterkreises. Bei Verstimmung des Sekundärsenders muß daher die Gitterspannung dauernd kontrolliert werden. Die Eigenwelle des Gitterkreises war bei unseren Versuchen meist kleiner als die 10. bis 20. Oberwelle des Primärsenders. Für die Untersuchung bei höheren Frequenzen benutzten wir Spulen von großer Ganghöhe.

Daß auch diese Vorsichtsmaßregeln nur bei kleiner Gitterspannung eine reine Sinusform verbürgen, werden wir im Verlauf dieser Arbeit zeigen (vgl. S. 27).

Infolge der zweifachen losen Koppelung ist es schwierig, große Gitterspannungen und damit große Energie im Sekundärsender zu erzielen. (Vgl. Anm. 1, S. 21.)

C. Versuchsergebnisse.

I. Leistungsaufnahmen. Von praktischem Interesse ist in erster Linie das Verhalten des Senders bei maximaler Leistung, daneben auch im Zustande des günstigsten Wirkungsgrades. Da die Einstellungen des Senders in diesen beiden Fällen nicht sehr voneinander abweichen so genügt es, einen der beiden bevorzugten Betriebszustände zu kennen Deshalb wurde zunächst der günstigste Wert der Leistung aufgegesucht. Maßgebend für die Leistung N_a sind bei konstanter Heizung und Anodenspannung E_a der Kombinationswiderstand $\mathfrak{R}$, die Gitterwechselspannung $e_{g\sim}$ und die Gittervorspannung $E_{g\cdot}$. Zur Veränderung des Kombinationswiderstandes $\mathfrak{R} = L/CR$ wird man zweckmäßig das Verhältnis L/C ändern, womit natürlich eine Änderung des

1) H. Barkhausen, Jahrb. 16, S 82, 1920 (besonders S. 96).

2) A. Gothe, Arch. f. Elektrot. 9, S. 1, 1920 (s. dort die Literatur)



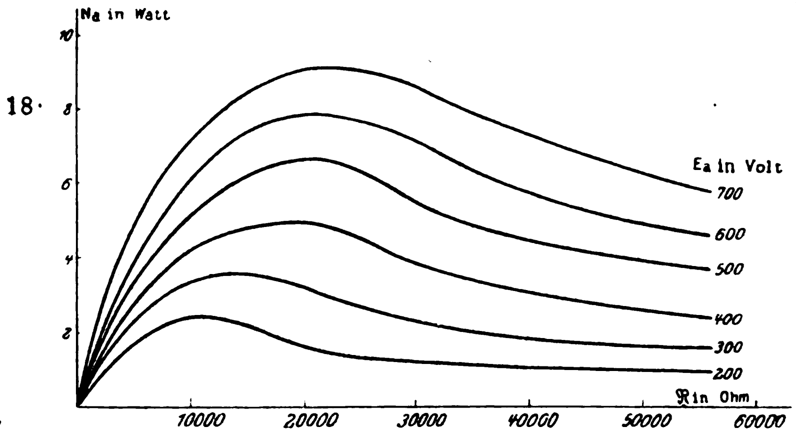


Fig. 9. Leistung in Abhängigkeit vom Kombinationswiderstand.
$\lambda = 6000$ m $\quad E_g = 0$ Volt $\quad e_{g\sim} = 25$ Volt.

Fig. 10. Leistung in Abhängigkeit vom Kombinationswiderstand.
$\lambda = 6000$ m $\quad E_g = 0$ Volt $\quad e_{g\sim} = 50$ Volt.

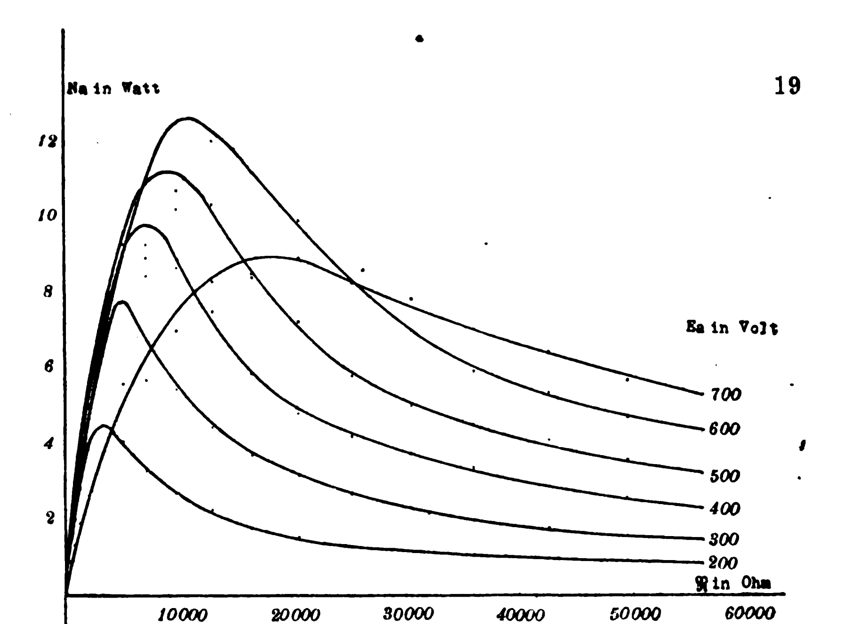


Fig. 11. **Leistung in Abhängigkeit vom Kombinationswiderstand.**
$\lambda = 6000$ m $E_g = +30$ Volt $e_g \sim = 25$ Volt.

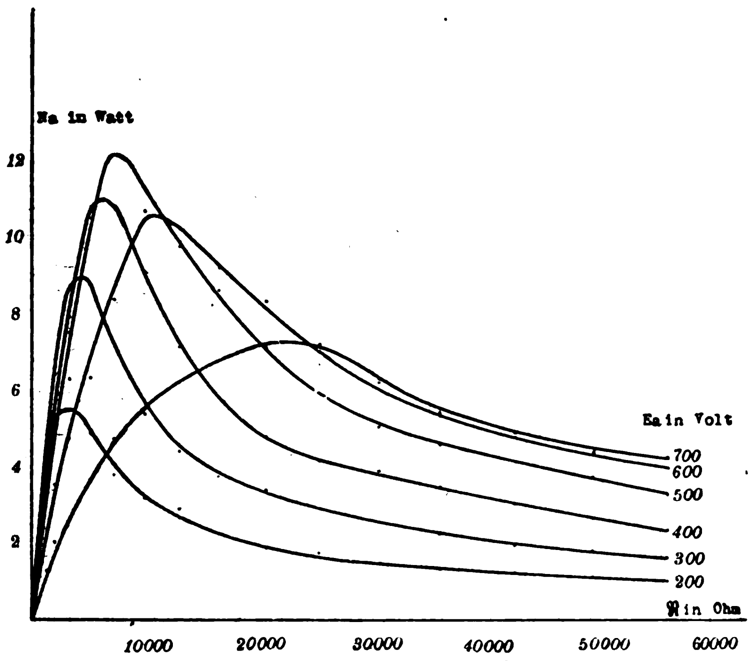


Fig. 12. **Leistung in Abhängigkeit vom Kombinationswiderstand.**
$\lambda = 6000$ m $E_g = +60$ Volt $e_g \sim = 50$ Volt.

Hochfrequenzwiderstandes R in geringen Grenzen unvermeidlich verknüpft ist. Der Betrag des Verlustwiderstandes ist nach Möglichkeit klein zu halten.

Nach der Theorie[1]) wird die Leistung $N_a = R \cdot \mathfrak{J}_s^2/2$ im Schwingungskreise ein Maximum bei einem bestimmten Werte des Kombinationswiderstandes. Verändert man die Anodenspannung, so verschiebt sich das Leistungsoptimum zu einem anderen Werte von $\mathfrak{R}$. Man wird deshalb zweckmäßig eine Schar von Kurven mit der Anodenspannung als Parameter aufnehmen. Eine solche Kurvenschar ist in Fig. 9 dargestellt. In Übereinstimmung mit der Theorie zeigen die Kurven ein Maximum, das mit wachsender Anodenspannung wächst und zu größeren Werten von $\mathfrak{R}$ wandert. Die Kurven der Fig. 9 sind bei einer effektiven Gitterwechselspannung von 25 Volt aufgenommen. Geht man zu größerer Gitterwechselspannung über, so verschiebt sich das Leistungsmaximum ebenfalls in Übereinstimmung mit der Theorie zu kleineren Werten von $\mathfrak{R}$. In Fig. 10 ist eine gleichartige Kurvenschar wie in Fig. 9 bei einer Gitterwechselspannung von 50 Volt wiedergegeben. Das Leistungsmaximum eines Senders läßt sich auch mit Hilfe einer Gittergleichspannung verändern. Durch eine positive Gittervorspannung erhält man bei kleinen Anodenspannungen eine Erhöhung des Leistungsmaximums, bei größerer Anodenspannung eine geringere Zunahme und bei sehr großer Anodenspannung schließlich eine Abnahme der Leistung. In den Fig. 11 und 12 ist der Einfluß positiver Gittervorspannung bei zwei verschiedenen Gitterwechselspannungen dargestellt. In beiden Figuren ist wie bisher eine Verschiebung des Leistungsmaximums zu größeren Werten von $\mathfrak{R}$ mit wachsender Anodenspannung zu erkennen. Dagegen wächst das Leistungsmaximum mit wachsender Anodenspannung nicht dauernd. Es erreicht vielmehr ein Maximum und fällt dann wieder (vgl. Fig. 11 und 12 mit den Fig. 9 und 10). In Übereinstimmung damit erhält man auch bei konstant gehaltener Gitterwechsel- und Anodenspannung in Abhängigkeit von der Gittervorspannung ein relatives Maximum der Leistung (Fig. 13, vgl. auch S. 36—38).

Trägt man die Leistung unter Konstanthaltung aller übrigen Größen in Abhängigkeit von der Gitterwechselspannung auf, so erhält man nach der Theorie eine anfangs steil ansteigende Kurve, die nach Überschreiten eines Maximums allmählich wieder abfällt. Bei der experimentellen Aufnahme ergeben sich Kurven, die in Fig. 14 dargestellt sind. Bei diesen Kurven ist der Kombinationswiderstand $\mathfrak{R}$

1) H. G. Möller, Die Elektronenröhren, l. c., besonders S. 61.



als Parameter gewählt. Man erhält anfangs ein schnelles Ansteigen, bei höheren Gitterspannungen jedoch eine sehr langsame Zunahme der Leistung. Ein Maximum war selbst bei den höchsten von uns herstellbaren Gitterspannungen (bis über 100 Volt) nicht zu beobachten.[1]) Man kann die Leistungscharakteristiken auch in anderer Form darstellen. Wählt man statt des Kombinationswiderstandes $\mathfrak{R}$ die Gitter-

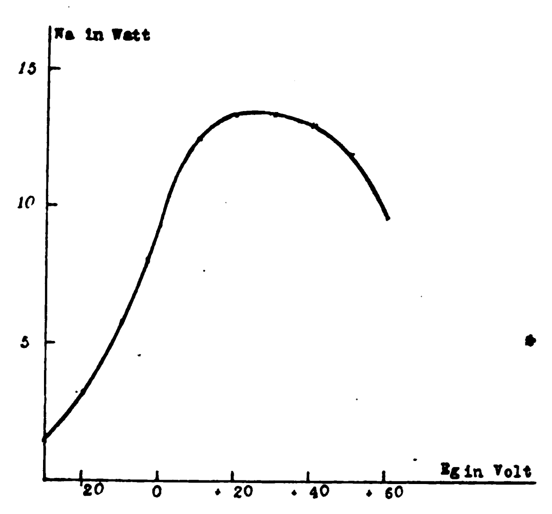


Fig. 13. Leistung in Abhängigkeit von der Gittervorspannung.
$E_a = 500$ Volt $e_{g\sim} = 25$ Volt $\lambda = 18000$ m $\mathfrak{R} = 9100\ \Omega$.

wechselspannung $e_{g\sim}$ als Parameter, so ergeben sich die Kurven der Fig. 15. Zur Vergleichung der Fig. 14 und 15 mit den theoretisch gefundenen Ergebnissen ziehe man die Fig. 81 bezw. 82 aus Möller, „Die Elektronenröhren" heran. Eine Überschneidung der Kurven wie in Fig. 82 bei Möller konnte bei der experimentell ausgeführten Kurvenaufnahme (Fig. 15) nicht festgestellt werden. In dieser Darstellungsart tritt der Unterschied gegen die Theorie besonders deutlich hervor.

Wählt man die Anodengleichspannung als Parameter und die Gitterwechselspannung als Abszisse, so erhält man ähnliche Kurven

1) Zu noch höheren Gitterspannungen zu gelangen, hätte einen erheblich größeren Aufwand an Apparaten bedingt, der uns zurzeit leider nicht zur Verfügung stand.

wie in Fig. 14. Ihr Verlauf ist in Fig. 16 dargestellt. Der Charakter der Kurven blieb unter den verschiedensten Umständen, z. B. auch bei

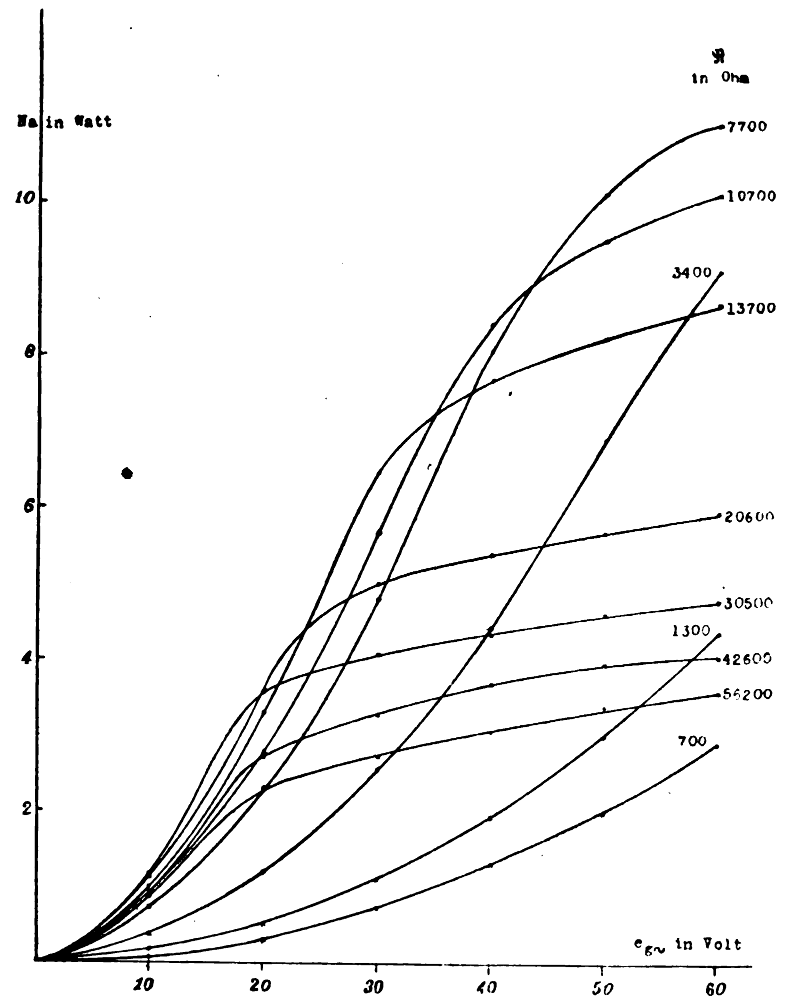


Fig. 14. Leistung in Abhängigkeit von der Gitterwechselspannung.
$E_a = 400$ Volt $E_g = 0$ Volt $\lambda = 6000$ m

Veränderung der Wellenlänge und bei Wechselstromheizung nach der in Fig. 7a dargestellten Schaltung erhalten. Die Abweichung von der Theorie scheint auf folgenden Umstand zurückführbar zu sein.

Bekanntlich besteht eine starke Abhängigkeit des Emissionsstromes von der Temperatur des Heizfadens. Eine Erhöhung

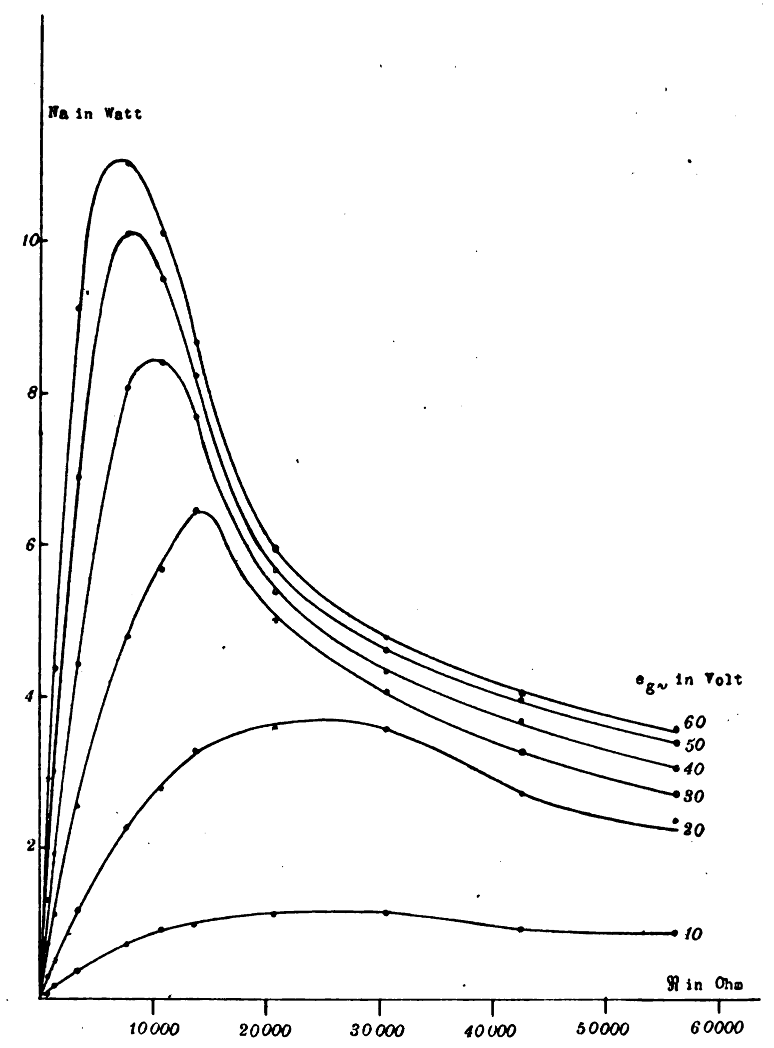


Fig. 15. Leistung in Abhängigkeit vom Kombinationswiderstand.
$E_a = 400$ Volt $E_g = 0$ Volt $\lambda = 6000$ m.

des Heizstromes um 1 % genügt, um die Emission des Heizfadens um etwa 15 % zu verstärken. Durch den Heizfaden fließt jedoch

nicht nur der Strom J_h des Heizkreises, sondern zum Teil auch der Emissionsstrom i_e[1]), der sich über Anoden- und Gitterkreis verteilt. Die Temperatur ϑ des Heizfadens wird deshalb durch beide bestimmt.

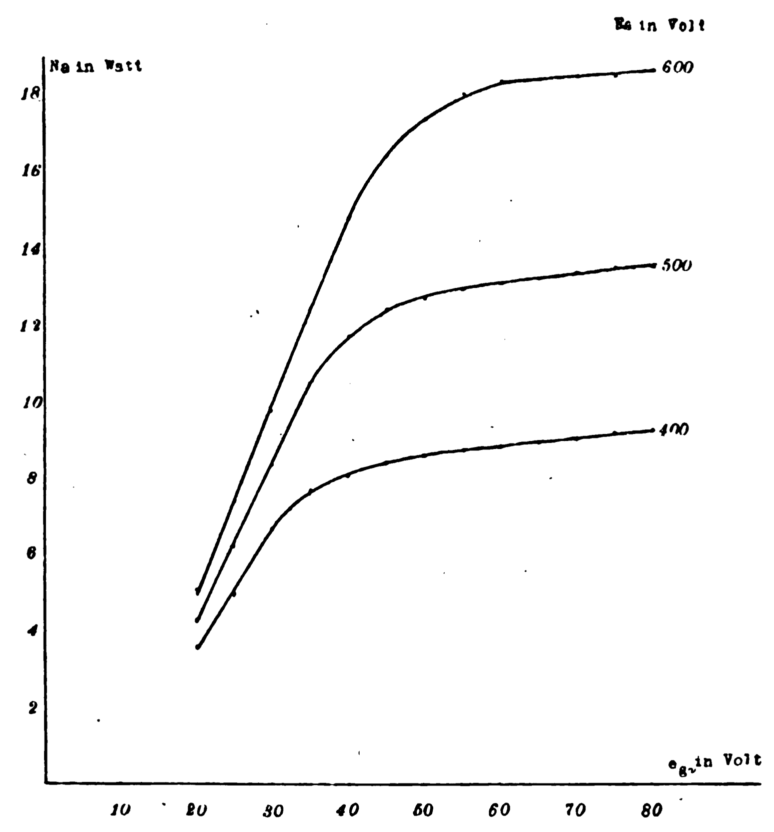


Fig. 16. Leistung in Abhängigkeit von der Gitterwechselspannung. $E_g = 0$ Volt $\mathfrak{R} = 13700\ \Omega$ $\lambda = 6000$ m.

An einer beliebigen Stelle des Fadens ist, abgesehen vom Einfluß anderer Größen

$$\vartheta = f[(J_h \pm J_e)^2] \quad ^{2)}$$

1) K. Mühlbrett, Arch. f. Elektrot. 8, S. 32, 1919; R. Jaeger, Jahrb. 14. S. 361, 1919; H. G. Möller, Arch. f. Elektrot. 8, S. 46, 1919; G. Stead, The Electrician 86, S. 755, 1921.

2) J_h ist in den obigen Gleichungen nicht als konstant anzusehen. Da sich der Widerstand des Glühfadens mit der Temperatur ändert, so ändert sich indirekt J_h auch mit J_e (bzw. i_e). In Übereinstimmung mit Barkhausen (Jahrb. 14, S. 2, 1919) bezeichnen wir den Emissionsstrom mit J_e, sofern es sich um einen reinen Gleichstrom handelt.

d. h. die mit Gleichstrom aufgenommenen Kennlinien einer Röhre gelten für die Fadentemperatur, die dem Heizstrom und dem jeweiligen Emissionsgleichstrom[1]) entspricht. Da die theoretischen Ableitungen von diesen bei Gleichstrom aufgenommenen Kennlinien ausgehen, so wird dabei die stillschweigende Voraussetzung gemacht, daß auch im Zustande der Schwingungen dieselben Fadentemperaturen vorhanden sind. Dies ist jedoch nicht der Fall. Beim eingeschalteten Röhrensender ist die Temperatur des Heizfadens an einer beliebigen Stelle gegeben durch die Gleichung

$$\vartheta = f\,[\int (J_h \pm i_e)^2\,dt]$$ [2])

wobei das Zeitintegral über eine Periodendauer zu nehmen ist. Haben wir z. B. zwei verschieden große sinusförmige Gitterwechselspannungen $e_{g1\sim}$ und $e_{g2\sim}$ (Maximalwerte $\mathfrak{E}_{g1} < \mathfrak{E}_{g2}$) und ergeben diese Gitterspannungen Emissionsströme i_{e1} und i_{e2}, von denen i_{e1} etwa sinusförmige, i_{e2} etwa rechteckige Kurvenform haben, und die beide den Sättigungswert der Gleichstromcharakteristik erreichen sollen, so rechnet man in der Theorie für beide Fälle mit gleichen Fadentemperaturen, also mit gleichen Sättigungswerten. In Wirklichkeit dagegen sind infolge der verschiedenen Integralwerte verschiedene Fadentemperaturen und damit auch verschiedene Sättigungswerte vorhanden. Daß die Änderung des Emissionsstromes mit wachsender Gitterspannung einige Prozente betragen kann, zeigt eine Überschlagsrechnung. Mit der Zunahme des Anodenstromes wächst auch der Schwingungsstrom und dementsprechend die Leistung.

Appleton und van der Pol[3]) haben versucht, auf rechnerischem Wege die Temperaturänderung des Heizfadens mit dem Emissionsstrom zu ermitteln. Sie haben für die von ihnen benutzten Verstärkerröhren eine Temperaturerniedrigung abgeleitet, weisen jedoch darauf hin, daß unter Umständen, besonders bei Röhren mit längerem Heizfaden, eine Temperaturerhöhung auftreten kann. Die Berechnungen stützen sich auf einige bei ganz langsamen Schwingungen aufgenommene Oszillogramme, an denen die Temperaturerniedrigung des Heizfadens direkt gezeigt wird.

Wir wollen auf den erwähnten Unterschied zwischen Theorie und

---

1) Es kommt im wesentlichen der Sättigungsemissionsstrom in Frage, da bekanntlich nur dieser mit wachsender Heizung steigt, während der untere Verlauf der Kennlinie der gleiche bleibt. (Vgl. Fig 8.)

2) Siehe Fußnote 2 S 24.

3) E V. Appleton und B. van der Pol, l. c.



Experiment hier nicht weiter eingehen, da die Leistungsmessungen nicht eigentlich zum Ziel dieser Arbeit gehören. Es läßt sich indessen vermuten, daß man bei der Aufnahme des Anodenstromes mit dem Braunschen Rohr die Änderung des Sättigungswertes mit wachsender Gitterspannung beobachten kann. Das ist in der Tat der Fall, wie im folgenden Abschnitt gezeigt werden wird. (Vgl. S. 39.)

Vermutlich läßt sich auch auf optischem Wege die Temperaturerhöhung mit wachsender Gitterspannung feststellen.[1]) Im Zusammenhang damit sei auf die Temperaturmessungen am Heizfaden von Stead[2]) hingewiesen.

II. Kurvenaufnahmen: Um an Hand der Kurvenformen zu untersuchen, wie weit die theoretischen Ableitungen die wirklichen Vorgänge im Röhrensender wiedergeben, war es nötig, möglichst alle Bestimmungsgrößen des Röhrensenders zu verändern. Dabei ergibt sich ein so umfangreiches Material an Beobachtungen, daß es im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur möglich ist, einen Teil der Ergebnisse herauszugreifen.

Strom im Schwingungskreis.

Die praktisch wichtigste Folgerung aus der Theorie ist wohl die, daß der Strom im Schwingungskreis stets nahezu sinusförmig ist. Die Oberschwingungen betragen höchstens einige Tausendstel der Grundschwingung. Zur Feststellung eines so kleinen Betrages ist das Braunsche Rohr nicht geeignet. Daher konnte immer nur ein rein sinusförmiger Schwingungsstrom beobachtet werden.[3])

Die Analyse der Lissajousschen Figuren ergibt außer der Kurvenform gleichzeitig die Phase. Näheres darüber ist aus dem Abschnitt über die Phasenverhältnisse und aus Fig. 22 ersichtlich.

Anodenwechselspannung.

Bei einem sinusförmigen Strom im Schwingungskreise ist auch die Spannung am Kondensator dieses Kreises und damit auch die

1) Eine eingehende Untersuchung hierüber ist zurzeit begonnen.

2) G. Stead, l. c. In einem Referat über diese Arbeit in „The Radio-Review“ 2, S. 170, 1921, ist bereits auf einen Unterschied zwischen statischer und dynamischer Charakteristik aufmerksam gemacht, der durch die Verschiedenheit der Temperaturen bedingt ist.

3) Eine Ausnahme tritt, wie zu erwarten, nur dann auf, wenn der Schwingungskreis des Sekundärsenders ungefähr auf eine Oberschwingung des Primärsenders abgestimmt ist. Der Sender schwingt dann mit zwei Frequenzen, der Grundfrequenz des Primärsenders und der erwähnten Ober-



Anodenwechselspannung sinusförmig. Abweichungen von der Sinusform sind auch hier experimentell nicht nachweisbar. Im übrigen sei wieder auf den Abschnitt über die Phasenverhältnisse verwiesen.

Gitterwechselspannung.

Wie bereits oben ausgeführt, wurde zur Erregung des Sekundärsenders zwecks Erzielung möglichst übersichtlicher Verhältnisse eine praktisch sinusförmige E.M.K. gewählt. Man erhält dann sinusförmige Gitterspannungen (auf dem Schirm des Rohres also Ellipsen), solange der Gitterstrom gleich 0 ist. Steigert man die Gitterspannung, so beobachtet man, gleichzeitig mit dem Auftreten des Gitterstromes, an der ursprünglich elliptischen Lissajousschen Figur eine einseitige, zunehmende Abweichung von der Ellipsenform (s. Fig. 17, Taf. I).[1] Aus der dazu gehörigen Analyse (Fig. 18) ersieht man, daß es sich um die

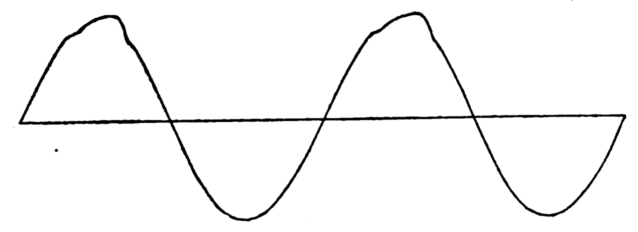


Fig. 18. Gitterwechselspannung beim Vorhandensein von Gitterstrom. Analyse von Fig. 17, Tafel I.

verzögernde Wirkung der Selbstinduktion der Gitterspule handelt. Der Spannungsabfall an dieser Spule bewirkt bei steigendem Gitterstrom eine Verringerung, bei fallendem Gitterstrom eine Erhöhung der Gitterspannung gegenüber der induzierten sinusförmigen E.M.K. Diese Abweichung der Gitterspannung von der Sinusform ist in den theoretischen Arbeiten bisher nicht berücksichtigt. Um die Voraussetzungen der Theorie besser zu erfüllen, könnte man eine kleine Gitterkopplungsspule und dafür einen Primärsender von sehr großer Energie wählen, was sich jedoch aus praktischen Gründen verbietet.

---

frequenz. Der Strom im Schwingungskreis ist nicht mehr sinusförmig, infolgedessen erhält man Figuren, wie sie Glage und Edler (l. c.) für den Zwischenkreisröhrensender aufgenommen haben.

1) Daß das Achsenkreuz nicht ganz rechtwinklig ist, liegt daran, daß die beiden ablenkenden Felder nicht völlig parallel sind; bei der Analyse wurde diese Tatsache berücksichtigt.

Eine Schaltungsanordnung, die hier zum Ziele führt, ohne andere Nachteile mit sich zu bringen, ist uns nicht bekannt.

Zur Aufnahme des Gitterstromes wurde, wie oben erwähnt, ein induktionsfreier Widerstand in den Gitterkreis geschaltet. Beim Vorhandensein des Gitterstromes tritt auch an diesem Widerstand ein Spannungsabfall auf. Wie schon oben auseinandergesetzt (S. 16), spielt die hierdurch bedingte Veränderung der Gitterspannung bei der Aufnahme des Gitterstromes keine nennenswerte Rolle. Bei den übrigen Aufnahmen war der Widerstand kurzgeschlossen.

Anodenstrom und Gitterstrom.

Einfluß von Gitter- und Anodenspannung. Besonderes Interesse beansprucht die Kurvenform des Anodenstromes. Die theoretischen Ableitungen haben in bezug auf diese Kurvenformen einige Erscheinungen vorausgesagt, die eine gute Prüfung der

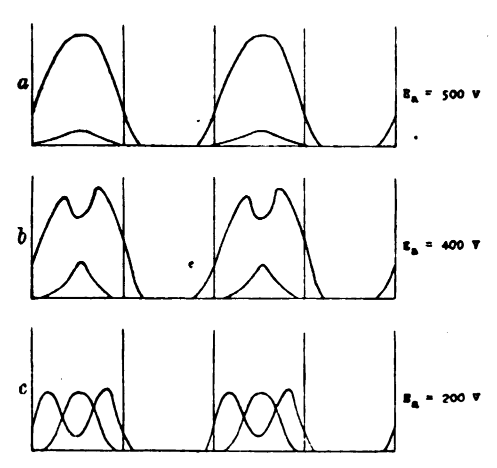


Fig. 19. Anoden- und Gitterstrom bei veränderter Anodenspannung. $e_{g\sim} = 25$ Volt $\mathfrak{R} = 9100\ \Omega$ $\lambda = 18\,000$ m.

Theorie erlauben. Bei kleiner sinusförmiger Gitterspannung und bei Resonanzeinstellung des Schwingungskreises ist auch die positive Halbperiode des Anodenstromes annähernd sinusförmig. Mit wachsender Gitterspannung flacht sich die Kurve des Anodenstromes ab, nimmt unter Umständen eine rechteckige Form an, und bekommt schließlich in der Mitte eine Einsattelung, die bei noch weiter steigender Gitterspannung bis auf die Nullinie herabgehen kann. Diese Erscheinung ist bei Niederfrequenz bereits durch oszillographische Auf-

nahmen von Meißner[1]) bestätigt worden. Die Einsattelung erklärt sich durch das Auftreten des Gitterstromes. Ganz ähnlich wird der Verlauf der Kurven, wenn man bei festgehaltener Gitterwechselspannung die Anodenspannung verringert. Wachsende Anodenspannung wirkt im gleichen Sinne wie sinkende Gitterwechselspannung. In Fig. 19 sind derartige Anodenstromkurven mit den zugehörigen Gitterstromkurven dargestellt. Sie wurden aus Lissajousschen Figuren ermittelt, die bei einer Wellenlänge von 18000 m bei konstanter Gitterwechselspannung und verschiedenen Anodenspannungen aufgenommen waren. Von den analysierten Figuren sind hier und im folgenden stets zwei Perioden gezeichnet. Für die Periodeneinteilung ist die Gitterspannung als Grundlage gewählt. Die Senkrechten bezeichnen die Stellen, an denen die Gitterwechselspannung durch Null geht.

Verstimmung des Senders gegen die Erregerfrequenz. Ist der Schwingungskreis nicht auf die Frequenz der Erregerspannung abgestimmt, so wird sein Kombinationswiderstand $\mathfrak{R}$ komplex, der im Resonanzfalle wie ein rein Ohmscher Widerstand wirkt, wenn $R \ll \omega L$ ist. Infolgedessen tritt eine Phasenverschiebung zwischen Anodenstrom und Anodenwechselspannung und damit auch zwischen Gitterspannung und Anodenwechselspannung auf. Wie Möller[2]) abgeleitet hat, erhält dadurch der Anodenstrom eine Kurvenform, die zu beiden Achsenrichtungen unsymmetrisch ist. Geht man mit der Verstimmung des Sekundärsenders zu größeren oder kleineren Frequenzen über, so erhält man Kurven, die einander spiegelbildlich ähnlich sind. Die Aufnahmen mit dem Braunschen Rohr liefern eine gute Bestätigung der Theorie. Fig. 20, Taf. II, zeigt eine solche Reihe von Aufnahmen für $\lambda = 18000$ m bei denen der Sekundärsender von größeren Frequenzen durch die Resonanz zu kleineren Frequenzen verstimmt wird. Fig. 21 zeigt die aus diesen Aufnahmen analysierten Kurven. Während bei Resonanz die Einsattelung in der Mitte der Halbperiode liegt, gleitet sie bei Verstimmung nach der einen bzw. anderen Seite hinüber. Das gleiche Verhalten zeigt der Gitterstrom, dessen Maximum stets unter der tiefsten Stelle der Einsattelung liegt. Die rechts und links der Einsattelung liegenden beiden Maxima werden mit wachsender Verstimmung immer ungleicher.

Es sei hier noch bemerkt, daß auch bei Resonanz, sobald ein merkbarer Gitterstrom auftritt, die beiden Maxima des Anodenstromes

1) A. Meißner, l. c.
2) H. G. Möller, l. c.

nicht völlig gleich sind. Diese Erscheinung ist offenbar zurückzuführen auf die unsymmetrische Abweichung der Gitterspannung von der Sinusform (vgl. S. 27). In den Fig. 27 und 28 ist deutlich sichtbar, wie

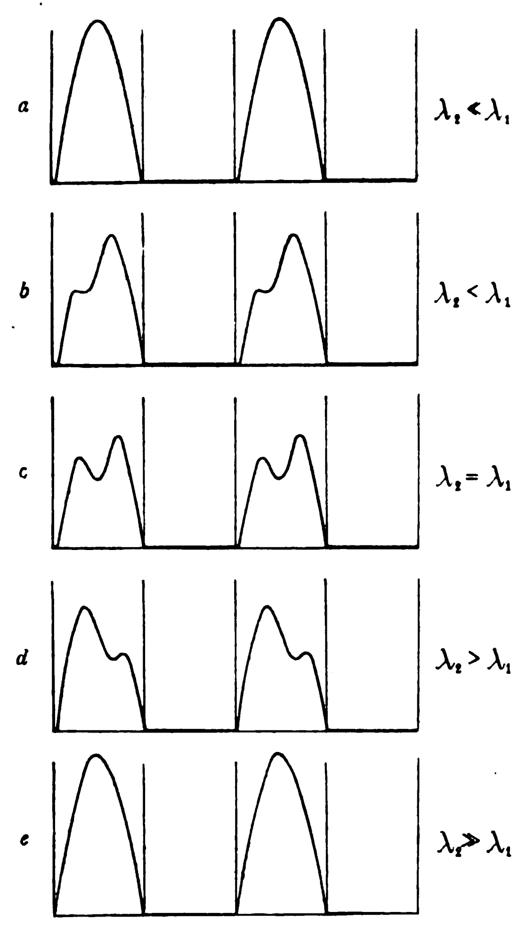


Fig. 21. Anodenstrom bei Verstimmung des Sekundärsenders. Analyse von Fig. 20, Tafel II.
$E_a = 300$ Volt $e_{g\sim} = 40$ Volt $\lambda = 18000$ m $\Re = 9100\ \Omega$

mit wachsender Gittervorspannung, also mit wachsendem Gitterstrom die beiden Maxima des Anodenstromes immer ungleicher werden.

Die Ungleichheit der beiden Maxima bei Resonanz ist bei Nieder-

frequenz auch von Appleton und van der Pol[1]) beobachtet worden und wird von ihnen ebenfalls auf die Wirkung des Gitterstromes zurückgeführt.

Phasenverhältnisse. Die Phasenverhältnisse der verschiedenen Ströme und Spannungen bei Resonanz und bei Verstimmung des Sekundärsenders sind in Fig. 22 dargestellt. Sämtliche Kurven der Figur wurden durch Analyse der photographisch aufgenommenen Lissajousschen Figuren erhalten. Die Zeit ist von links nach rechts laufend gedacht. Für jede Strom- bzw. Spannungskurve bleibt der Maßstab in den fünf Fällen der Figur der gleiche, dagegen weicht das Verhältnis der Maßstäbe der Strom- bzw. Spannungskurven untereinander im Interesse der deutlicheren Darstellung von den tatsächlichen Verhältnissen ab. Von der Anodenspannung ist nur die Wechselkomponente dargestellt. Die Kurven beziehen sich auf einen Schwingungszustand, bei dem infolge kleiner Gitterspannung die Halbperiode des Anodenstromes noch annähernd sinusförmigen Verlauf hat. Dadurch wird die Übersicht der Phasenverhältnisse erleichtert. Sie bleiben jedoch dieselben, wenn man zu anderen Kurvenformen übergeht.

Im Resonanzfalle sind Gitterspannung, Gitterstrom und Anodenstrom in Phase. Die Anodenspannung ist um 180°, der Schwingungsstrom um 90° gegen die Gitterspannung verschoben. Bei Verstimmung des Sekundärsenders gegen die Erregerfrequenz bleiben Gitterspannung und Gitterstrom stets in Phase, Anodenspannung und Schwingungsstrom stets um 90° gegeneinander verschoben; es ändert sich dagegen die Phasenverschiebung zwischen Gitterspannung und Anodenspannung. Bei sehr starken Verstimmungen zu höheren bzw. niederen Frequenzen kann der Schwingungsstrom mit der Gitterspannung entweder nahezu in Phase oder nahezu um 180° gegen sie verschoben sein. Der Anodenstrom ändert ebenfalls bei Verstimmung seine Phase gegen die Gitterspannung, doch nur sehr wenig im Verhältnis zur Anodenspannung und in entgegengesetztem Sinne. Bezüglich weiterer Einzelheiten sei auf die Fig. 22 verwiesen.

Einfluß des Kombinationswiderstandes. Die Kurvenform des Anodenstromes hängt in folgender Weise mit dem Kombinationswiderstand zusammen:

Mit wachsender Gitterspannung wächst der Anodenstrom und mit ihm die Anodenwechselspannung $e_{a\sim} = i_a \mathfrak{R}$. Da nun die Anodenspannung ihr Minimum hat, wenn die Gitterwechselspannung ihr Maximum

1) E. V. Appleton und B. van der Pol, l. c.



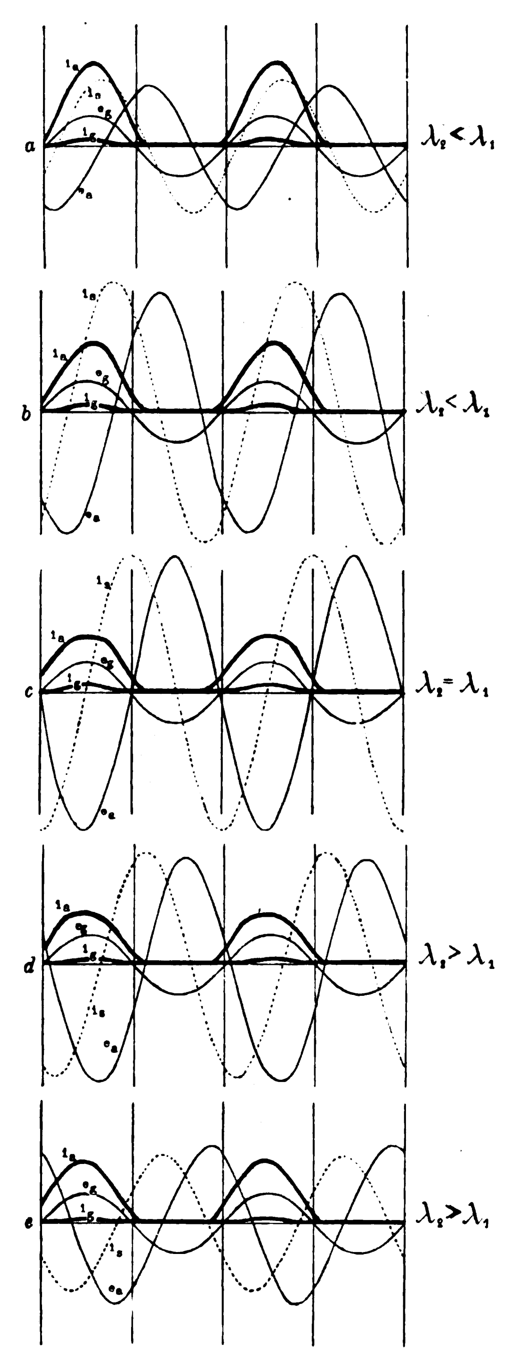


Fig. 22. Phasenverhältnisse bei Verstimmung des Sekundärsenders.
$E_a = 500$ Volt $e_{g\sim} = 25$ Volt $\lambda = 18000$ m $\Re = 9100\ \Omega$

erreicht, so wird der Gitterstrom um so größer, zu je kleineren Werten die Anodenspannung herabsinkt, d. h. je größer die der Anodengleichspannung übergelagerte Anodenwechselspannung ist. Eine Vergrößerung bzw. Verkleinerung des Kombinationswiderstandes $\mathfrak{R} = L/CR$ wirkt nach dem Gesagten auf $e_{a\sim}$ wie eine Vergrößerung bzw. Verkleinerung des Anodenstromes oder der Gitterwechselspannung. Daher muß

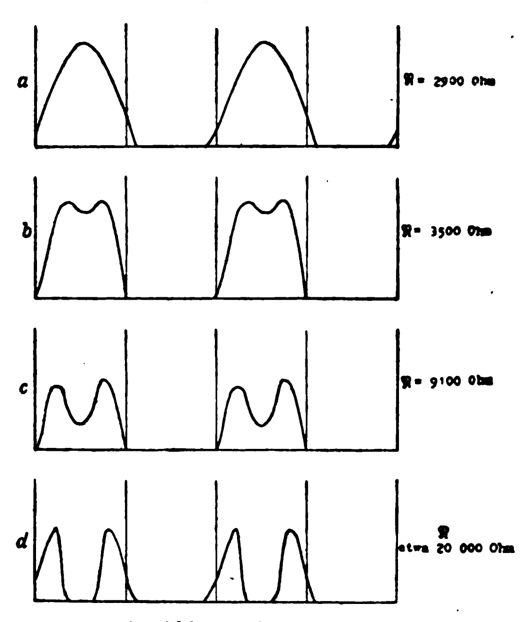


Fig. 23. Anodenstrom in Abhängigkeit vom Kombinationswiderstand.
$E_a = 500$ Volt $e_g = 25$ Volt $\lambda = 18000$ m.

bei einer Vergrößerung von L oder bei einer Verkleinerung von C oder R die Einsattelung größer werden. Diese Überlegungen werden durch die Untersuchungsergebnisse im vollen Umfange bestätigt. Fig. 23 zeigt einige Kurven des Anodenstromes bei verschiedenen Werten von $\mathfrak{R}$. Diese Kurven konnten sowohl durch Veränderung von L/C wie durch Veränderung von R erhalten werden. Die Fig. 19—22, welche sich auf die Veränderung von Gitterspannung und Anodenspannung sowie auf die Verstimmung des Schwingungskreises beziehen, sind bei günstigstem L/CR (vgl. die Leistungscharakteristiken Fig. 9 u. 10) aufgenommen.

Einfluß der Wellenlänge. Nach den theoretischen Ableitungen soll bei einer gegebenen Heizung der Zustand des Senders bestimmt

sein durch Gitterspannung, Anodenspannung und Kombinationswiderstand des Schwingungskreises. Man muß deshalb erwarten, daß unter den gleichen Betriebsbedingungen bei verschiedenen Frequenzen sich die gleichen Kurvenformen und Phasen der Schwingungen ergeben. In dieser Richtung angestellte Untersuchungen zeigten, daß sich die bisher bei $\lambda = 18000$ m beobachteten Erscheinungen auch bei kürzeren Wellenlängen im wesentlichen wiederholten. Nur bei den Stromaufnahmen traten bisher nicht beobachtete, von der Frequenz abhängige Vorgänge hinzu. Bei niedrigeren Frequenzen verläuft die Kurve des Anodenstromes während der negativen Halbperiode der Gitterspannung auf der Nullinie.[1]) Bei höheren Frequenzen ist dies nicht mehr der Fall. Der in der negativen Halbperiode der Gitterspannung liegende Teil der Anodenstromkurve neigt sich gegen die Nullinie und schneidet sie unter einem spitzen Winkel. Die Figuren zeigen diese Erscheinung, die wir als eine Scherung gegen die Nullinie bezeichnen wollen, in um so höherem Grade, je kleiner die Wellenlänge ist. Dieser Frequenzeinfluß ist aus Fig. 24, Taf. II, erkennbar. Die Aufnahmen sind bei den Wellenlängen $\lambda = 18000$, 6000, 2000 und 1000 m unter annähernd gleichen Versuchsbedingungen gemacht. Die Figuren stellen den Anodenstrom bei einer geringen Verstimmung des Sekundärsenders gegen die Erregerfrequenz dar. Es handelt sich hier offenbar um die Wirkung von Kapazitätsströmen, welche die verschiedenen Teile der Anordnung, wie Leitungen, Spulen, Apparate usw. aufladen und sich dem Anodenstrom überlagern. Ganz ähnliche Erscheinungen treten beim Gitterstrom auf (s. Fig. 25, Taf. I). Infolge der sinusförmigen Spannungen am Sekundärsender dürften diese Ladeströme im wesentlichen sinusförmigen Verlauf zeigen. Die oben in anderem Zusammenhang gegebene Fig. 3, Taf. I, und ihre Analyse (Fig. 5) stellen einen bei $\lambda = 1000$ m aufgenommenen Anodenstrom dar, dem sich ein Zusatzstrom von der erwähnten Art überlagert. Die Scherung der Figuren konnte durch eine an die Anode bzw. an das Gitter angehängte Erdkapazität beträchtlich verändert werden, ebenso durch einen zwischen Anode und Gitter geschalteten Kondensator. Um die Scherung zu verringern, wurden die verteilten Kapazitäten der Anordnung nach Möglichkeit reduziert, also in erster Linie die spannungführenden Leitungen zum Braunschen Rohr verkürzt. Die Neigung der Figuren konnte hierdurch wohl verkleinert, aber nicht beseitigt werden.

Einfluß von Gittervorspannung. Zur Erreichung eines

1) Unter Nullinie sei diejenige Gerade verstanden, die man erhält, wenn der Kathodenstrahl nur durch das Hilfsfeld abgelenkt wird.



möglichst hohen Wirkungsgrades benutzt man vielfach negative Gittervorspannung.[1]) Ferner zeigte sich bei der Aufnahme der Leistungskurven, daß man unter Umständen bei positiver Gittervorspannung eine Leistungserhöhung erhalten kann. Der Einfluß der Gittervorspannung wurde deshalb in die Untersuchung mit einbezogen. Eine Reihe von Lissajous-Figuren, die unter Konstanthaltung aller übrigen Verhältnisse bei verschiedenen Gittervorspannungen aufgenommen sind, zeigt Fig. 26, Taf. III. Die dazu gehörigen Analysen sind in Fig. 27 gegeben. Diese Reihe ist wieder bei dem optimalen Wert des Kombinationswiderstandes $\mathfrak{R}$ aufgenommen. Ohne Gittervorspannung zeigt der Anodenstrom die charakteristische abgeflachte Kurvenform. Bei negativen Gittervorspannungen nähert sich die Kurve der positiven Halbperiode immer mehr der Sinusform. Geht man zu positiven Gittervorspannungen über, so tritt die Einsattelung auf und nimmt bei wachsender Gittervorspannung mehr und mehr zu. Gleichzeitig wächst die Breite der Anodenstromkurve, so daß auch während der negativen Halbperiode der Gitterwechselspannung Anodenstrom fließt. Wird die Gittervorspannung noch größer, so daß die Steuerspannung in der negativen Halbperiode der Gitterwechselspannung den Wert 0 eben noch erreicht, so berührt die Anodenstromkurve die Nullinie gerade noch in einem Punkte (vgl. Fig. 26e und 27e). Wächst die Gittervorspannung weiter, so erreicht der Anodenstrom den Wert Null überhaupt nicht mehr.

Wie auf S. 33 gezeigt, wird die Einsattelung des Anodenstromes größer, wenn man zu größeren Werten des Kombinationswiderstandes $\mathfrak{R}$ übergeht (vgl. Fig. 23). Auch beim Anlegen von Gittervorspannung bleibt diese Erscheinung bestehen. Der Einfluß der Gittervorspannung bleibt im übrigen derselbe wie bei dem günstigsten Werte von $\mathfrak{R}$. Jedoch sinkt bei großem $\mathfrak{R}$ und großer positiver Gittervorspannung der Anodenstrom während der positiven Halbperiode der Gitterwechselspannung, d. h. in der Einsattelung zu kleineren Werten herab als während der negativen Halbperiode der Gitterwechselspannung (vgl. die Kurven Fig. 28, bes. d und e). Die Erscheinung würde bei den in Fig. 27 vorhandenen Verhältnissen wahrscheinlich bei noch größerer Gittervorspannung ebenfalls auftreten.

Bei kleinem Kombinationswiderstand treten die nach dem Vorangegangenen zu erwartenden Erscheinungen auf, die positive Halbperiode nähert sich der Sinusform.

---

1) H. **Rukop**, Jahrb. **14**, S. 110, 1919 (bes. S. 127).

Das Verhalten des Gitterstromes kann man indirekt aus der Einsattelung des Anodenstromes erkennen.

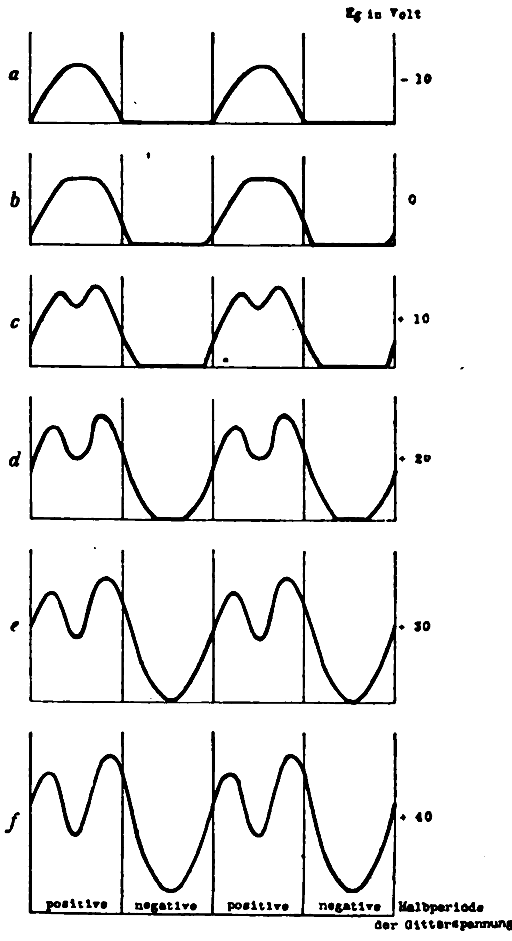


Fig. 27. Anodenstrom in Abhängigkeit von der Gittervorspannung, bei günstigstem Kombinationswiderstand.
Analyse von Fig. 26, Tafel III.
E_a = 500 Volt $e_{g\sim}$ = 25 Volt λ = 18000 m $\Re$ = 9100 Ω.

An Hand der Fig. 27 und 28 kann man verfolgen, wie das auf S. 20 gefundene Leistungsmaximum zustande kommt. Nach der von

Möller[1]) gegebenen Darstellung kann man aus der Kurvenform des Anodenstromes den Strom im Schwingungskreise berechnen. Nur die Grundschwingung des Anodenstromes stößt bei Resonanz den Schwin-

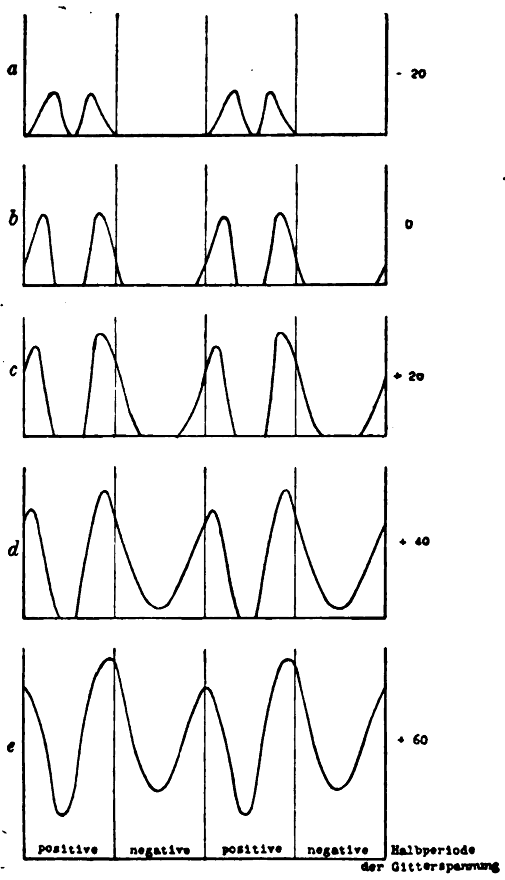


Fig. 28. Anodenstrom in Abhängigkeit von der Gittervorspannung, bei großem Kombinationswiderstand.
$E_a = 500$ Volt $e_{g\sim} = 25$ Volt $\lambda = 18000$ m $\mathfrak{R}$ etwa 20000 Ω.

gungskreis des Sekundärsenders an. Die Grundschwingung des Anodenstromes berechnet sich nach der Theorie der Fourierschen Reihen durch das Integral

1) H. G. Möller, l. c.

$$J_a = \frac{1}{T} \int i_a \sin \omega t \, dt.$$

Das Integral erhält man durch Multiplikation der Momentanwerte des Anodenstromes mit sin ωt und Planimetrieren der erhaltenen Fläche. Führt man diese Rechnung für die in Fig. 27 und 28 gezeichneten Kurven des Anodenstromes durch, so sieht man, daß das Integral mit wachsender Gittervorspannung ein Maximum durchläuft. Daraus erklärt sich, daß die auf S. 21 wiedergegebene Leistungskurve (Fig. 13) ebenfalls ein Maximum durchläuft.

Die auf S. 25—26 abgeleitete Temperaturerhöhung des Heizfadens durch wachsende Gitterspannung muß naturgemäß auch bei wachsender Gittervorspannung auftreten. Die dadurch bedingte Erhöhung der Leistung ist jedoch offenbar zu klein, um das Absinken der Leistung mit wachsender Gittervorspannung zu kompensieren.

Je nachdem man die Gitterspule an das positive oder negative Ende des Heizfadens anschließt, erhält man für den Anodenstrom etwas verschiedene Figuren. Das ist nach dem Gesagten verständlich, da der Spannungsabfall am Heizfaden wie eine Gittervorspannung wirken muß. Bei einer Heizspannung von etwa 12 Volt entspricht der Unterschied beispielsweise dem der Fig. 27b und 27c.

Einfluß der Fadentemperatur. Ändert man die Temperatur des Glühfadens durch Änderung des Heizstromes, so ändern sich die Kennlinien des Emissionsstromes in bekannter Weise (vgl. Fig. 8 und Möller, „Die Elektronenröhren", besonders Fig. 2 und 7). Im ansteigenden Ast der Kennlinie ändert sich der Emissionsstrom bei veränderter Heizung nur wenig: der Sättigungsstrom dagegen wächst mit der Temperatur der Kathode nach dem bekannten Richardsonschen Gesetz. Legt man an das Gitter der Röhre eine Wechselspannung von solcher Größe, daß der Anodenstrom den Sättigungswert erreicht, so bleibt er bei schwächerer Heizung relativ zur Periodendauer längere Zeit auf dem Sättigungswert als bei stärkerer Heizung. Aus diesem Grunde erhält man die in der Literatur häufig erwähnten rechteckigen Kurvenformen des Anodenstromes bei um so kleineren Anodenspannungen, zu je schwächerer Heizung man übergeht. Fig. 29, Taf. III, zeigt die Aufnahme einer solchen Kurvenform. Der Heizstrom ist gegen den normalen Betriebszustand um etwa 10 % verringert, die Anodenspannung betrug etwa 300 Volt, die effektive Gitterwechselspannung etwa 45 Volt, die Wellenlänge 18 000 m, der Kombinationswiderstand 9100 Ω.

Emissionsstromheizung. Die Beobachtungen an den Leistungscharakteristiken führten zu der Annahme (vgl. S. 24 und 25), daß die Temperatur des Heizfadens mit wachsender Gitterspannung und damit der Sättigungsstrom infolge der Heizwirkung des Emissionsstromes zunehmen. Es wurde ferner darauf hingewiesen, daß sich diese Erhöhung des Sättigungsstromes mit dem Braunschen Rohr durch Beobachtung des Anodenstromes bei verschiedenen Gitterspannungen ergeben müsse. Um einen einwandfreien Nachweis dieser Erscheinung zu führen, ist

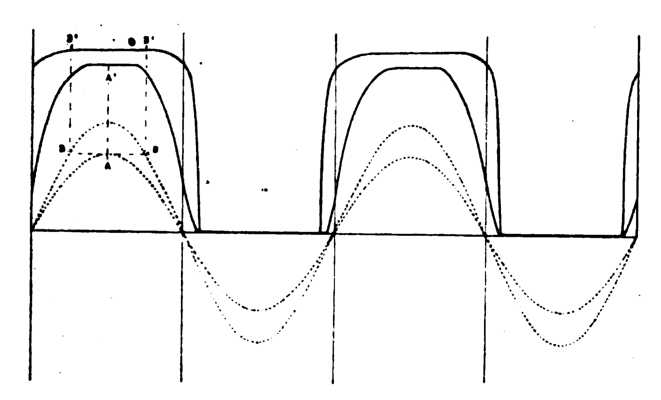


Fig. 31. Einfluß der Emissionsstromheizung auf den Sättigungswert des Anodenstromes. Analyse von Fig. 30, Tafel III. $\lambda = 18000$ m.

es erforderlich, einen Anodenstrom zu wählen, der bereits bei der kleineren Gitterspannung den Sättigungswert erreicht. Das ist bei einer annähernd rechteckigen Kurvenform der Fall. In Fig. 30, Taf. III, sind auf derselben Platte zwei Anodenströme bei 30 und 60 Volt Gitterspannung unter Konstanthaltung aller übrigen Verhältnisse unmittelbar hintereinander aufgenommen. Die Verschiedenheit des Anodenstromes in beiden Fällen ist aus der Figur ohne weiteres erkennbar. In Fig. 31 sind die Analysen dieser beiden Kurven nebst den dazu gehörigen Gitterspannungskurven gezeichnet. Sucht man in den letzteren gleiche Momentanwerte der Gitterspannungen (A und B) auf, und geht zu den zugehörigen Anodenstromwerten (A' und B') über, so findet man, daß diese verschieden groß sind. Daß beide in der Tat Sättigungswerte sind, sieht man hinreichend deutlich aus den gradlinig abgeflachten Kurvenformen. Der Unterschied der Sättigungswerte beträgt im vorliegenden Falle etwa $5\,^0/_0$. Hiermit dürfte die im Voran-

gegangenen gemachte Annahme über das Steigen der Fadentemperatur bestätigt sein.

Wechselstromheizung. In der Praxis heizt man, um die Ungleichmäßigkeit der Temperatur längs des Fadens zu eliminieren, die Röhren häufig mit Wechselstrom. Bei der gewöhnlichen Schaltung würde damit die Gitterspule periodisch wechselnd, bald am positiven, bald am negativen Pol des Heizfadens liegen. Wie zu erwarten, sieht man dann an Hand der Lissajousschen Figuren, daß der Anodenstrom seine Kurvenform mit der Frequenz des Heizstromes periodisch ändert, etwa zwischen den beiden durch die Fig. 27b und c gekennzeichneten Grenzen. Durch die in Fig. 7a gegebene Schaltung wird diese Schwankung des Anodenstromes vermieden. In dieser Anordnung erhält man bei einer Heizfrequenz von 500 Perioden im Braunschen Rohr die gleichen Figuren wie bei Gleichstromheizung. Dazu ist allerdings noch erforderlich, daß die Temperatur des Fadens einen zeitlich konstanten Mittelwert annimmt, was bei der Frequenz 500 offenbar der Fall ist. Geht man zu niedrigeren Frequenzen über, so ist die Temperatur des Fadens nicht mehr konstant, sondern ändert sich periodisch mit der Frequenz des Heizstromes. In diesem Falle müssen sich die Kurvenformen des Gitter- und Anodenstromes ebenfalls periodisch ändern, da sie nach den Ausführungen auf S. 38 von der Temperatur des Fadens abhängen. Man erhält alsdann teilweise flächenhaft verbreiterte Figuren. Eine solche ist in Fig. 32, Taf. III, dargestellt. Es handelt sich um die Kurve eines Gitterstromes, aufgenommen bei einer Heizfrequenz von 50 Perioden. Wie man aus den Kennlinien des Anodenstromes leicht ableiten kann, hat die flächenhafte Verbreiterung der Anodenstrom- und demzufolge auch der Gitterstromkurve bei einer bestimmten Heizstromstärke ein Maximum. Diese Tatsache konnte ebenfalls experimentell bestätigt werden.

Zusammenfassung.

Mit Hilfe der Braunschen Röhre wurde eine qualitative Prüfung der theoretischen Ableitungen über die Kurvenformen und Phasenverhältnisse im fremderregten Röhrensender durchgeführt. Die Untersuchung geschah bei Hochfrequenz ($\lambda = 18000$, 6000, 2000 und 1000 m) nach der Methode der Lissajousschen Figuren mit Hilfe sinusförmiger Hilfsfelder durch elektrische und magnetische Ablenkung des Kathodenstrahles. Besondere Vorsichtsmaßregeln am Braunschen Rohr verbürgten ein einwandfreies Arbeiten bei Hochfrequenz.

In einem vorbereitenden Teil der Arbeit wurde der Einfluß der

verschiedenen maßgebenden Faktoren, wie Kombinationswiderstand Gitterspannung, Gittervorspannung und Anodenspannung auf die Leistung des Senders ermittelt. In Abhängigkeit vom Kombinationswiderstand ergibt sich in Übereinstimmung mit der Theorie ein günstigster Wert. Bei Beobachtung der Leistung in Abhängigkeit von der Gitterspannung zeigte sich dagegen eine Abweichung von der Theorie. Das Maximum, welches die Leistung mit wachsender Gitterwechselspannung nach der Theorie durchlaufen soll, konnte experimentell nicht beobachtet werden. Dieser Unterschied wird zurückgeführt auf die in der Theorie nicht berücksichtigte Erhöhung der Fadentemperatur mit dem Emissionsstrom beim Betrieb des Senders.

Die Untersuchung der Kurvenformen und Phasen erstreckte sich auf Schwingungsstrom, Anodenspannung, Gitterspannung, Anodenstrom, und Gitterstrom. Der Sender wurde im allgemeinen bei dem für die Leistung im Schwingungskreis günstigsten Kombinationswiderstand untersucht. Verändert wurden Anodenspannung, Gitterwechsel- nebst Vorspannung, Eigenwelle und Kombinationswiderstand des Schwingungskreises, Heizung der Röhre sowie die Betriebswellenlänge. Bei allen Veränderungen ergaben die Kurven nach Form und Phase im wesentlichen eine Bestätigung der theoretischen Ableitungen. Abweichungen zeigten sich nur in wenigen Punkten. Die in den Berechnungen vorausgesetzte Sinusform der Gitterspannung ist beim Auftreten von Gitterstrom nicht mehr realisierbar. Die Kurve der Gitterspannung ist in diesem Falle infolge des induktiven Spannungsabfalles in der Gitterspule unsymmetrisch.

Die beiden Maxima des Anodenstromes, welche beim Auftreten stärkerer Gitterströme vorhanden sind, sollten nach der Theorie bei Resonanz des Senders mit der Erregerfrequenz gleich groß sein. Infolge der Abweichung der Gitterspannung von der Sinusform sind sie jedoch ungleich.

Die Erhöhung der Fadentemperatur durch den Emissionsstrom, die bei den Leistungskurven eine Abweichung von dem theoretisch geforderten Verlauf verursacht, äußert sich an der Kurve des Anodenstromes durch eine Erhöhung des Sättigungswertes mit wachsender Gitterspannung. Die Zunahme des Sättigungswertes wurde mit dem Braunschen Rohr deutlich beobachtet.

Eine Erscheinung, die von der Theorie nicht berücksichtigt ist und auch kaum rechnerisch erfaßt werden kann, ist das Auftreten der erst bei hohen Frequenzen nachweisbaren Ströme, welche die verteilten Kapazitäten der Apparatur aufladen. Durch geeignete Anordnung der Senderteile lassen sich diese Ladeströme wohl reduzieren, aber nicht beseitigen.

Resonanzkurven und Dämpfungsmessungen bei nur annähernd phasenreiner Selbsterregung.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Von **Heinrich Pauli.**

Einleitung.

Wie man die Dämpfung eines elektrischen Schwingungskreises aus der Resonanzkurve des Stromeffekts bei äußerst loser Kopplung mit einem ungedämpft schwingenden Primärkreise ermittelt, ist bekannt. In welcher Weise das Verfahren auch bei nicht äußerst loser Kopplung durchführbar ist, habe ich in der Mitteilung „Zur Theorie der Messungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen an zwei magnetisch gekoppelten Kreisen" (ds. Ztschr. **17**, S. 322—349, 1921; Mitt. aus dem T.R.A. IX, S. 171—182, 1921; im folgenden als „angeführter Ort" bezeichnet) für den Fall phasenreiner Selbsterregung theoretisch untersucht. Nun erhält man aber bei dem Versuch, die letztgenannte Voraussetzung zu erfüllen, meist nur eine annähernde Phasenreinheit. Daß aber selbst in diesem Fall noch einfache Zusammenhänge zwischen den Resonanzkurven und der Dämpfung bestehen, soll im folgenden theoretisch erörtert und durch Messungen belegt werden.

I. Über Resonanzkurven und Dämpfungsmessungen.

Nicht nur die eingangs erwähnte Resonanzkurve, sondern auch noch weitere Kurven haben derart verwandte Eigenschaften, daß sie im folgenden alle als Resonanzkurven im verallgemeinerten Sinn angesprochen werden sollen. Die bekannteste Resonanzkurve erhält man durch Auftragen des Verhältnisses des Stromeffekts im Sekundärkreis zum Primärstromeffekt über der Verstimmung zwischen dem ersten und dem zweiten Kreise[1]); dabei gehen die beiden Größen Kopplung und Dämpfung als Parameter in die Kurvengleichung ein:

$$\text{Eff. verh.} = f_1\,(\text{Verst., Koppl., Dämpf.}) \tag{1}$$

Bei fester werdender Kopplung zeigt diese Kurve bekanntlich eine Schleife und der Sekundärstrom die Erscheinung des „Ziehens". Nun habe ich, davon ausgehend, daß man statt dem entstehenden Effektverhältnis ebenso leicht das Verhältnis der entstehenden Frequenz zur

1) An welchem Kreis die Verstimmung vorgenommen wird, ist praktisch gleichgültig.



Eigenfrequenz beobachten kann, a. a. O. gezeigt, daß bei phasenreiner Selbsterregung von den drei Größen: vorliegende Verstimmung, entstehendes Effektverhältnis und entstehendes Frequenzverhältnis stets eine durch die beiden anderen völlig bestimmt ist:

$$\text{Eff. verh.} = f_2\,(\text{Verst., Freq. verh.}) \tag{2}$$

Dieser Zusammenhang gestattete, zwei neue Gleichungen aufzustellen,

$$\text{Freq. verh.} = f_3\,(\text{Verst., Koppl., Dämpf.}) \tag{3}$$

$$\text{Eff. verh.} = f_4\,(\text{Freq. verh., Koppl., Dämpf.}) \tag{4}$$

die beide ebenfalls Resonanzkurven beschreiben, die sich ebenso wie Gleichung (1) zur Dämpfungsmessung eignen müssen.

Eine Kurvenschar zu Gleichung (3) ist in der angeführten Arbeit berechnet und gemessen worden.[1] Bei der Gleichung (4) ist zu unterscheiden, wenn wir die entstehende Frequenz auf die Eigenfrequenz des unveränderten Kreises beziehen, ob beim Aufnehmen der Kurve die primäre oder die sekundäre Eigenfrequenz verändert wird. Im ersteren Fall entstehen Kurven, die H. G. Möller (ds. Ztschr. **16**, S. 410, 1920) „normale" Resonanzkurven genannt hat, weil sie die Zieherscheinung nicht aufweisen und ihre halle (relative) Breite in halber Höhe bei jeder Kopplung gleich der Dämpfung ist. An anderer Stelle (Ztschr. f. Phys. V, S. 376—86, 1921, Referat in dieser Ztschr., Bd. 18, S. 338, 1921) habe ich gezeigt, daß man diese Kurven durch Umkehren des Effektverhältnisses in Parabeln verwandelt, die sich leichter zeichnen und auswerten lassen. — Im Fall der Veränderung des zweiten Kreises beschreibt die Gleichung (4) in guter Näherung eine Ellipse, wie im Folgenden gezeigt werden wird.

Unter diesen Kurven nimmt die normale Resonanzkurve (bzw. Resonanzparabel) insofern eine Sonderstellung ein, als sie über die Art der Schwingungserzeugung im erregenden Kreise keine Voraussetzung macht, während alle anderen Beziehungen zunächst nur für „phasenreine" Erregung der Schwingungen des ersten Kreises gelten. Jene Kurve ist daher gesondert betrachtet worden, im folgenden werden die übrigen behandelt. Deren Abhängigkeit von der Selbsterregung kommt so zustande: wenn man mit der Verstimmung als Abweichung der Eigenfrequenz des 2. Kreises von der des 1. rechnen will, so muß

1) Bei Veränderung der sekundären Kapazität; bei Veränderung der primären schmiegt sich dieselbe Kurvenschar der laufenden Primäreigenfrequenz an.



letztere bei jeder Belastung tatsächlich vorhanden sein; dies hängt aber davon ab, daß die Selbsterregung mit der richtigen Phase einsetzt, was praktisch nur schwer zu erfüllen ist. In der Regel entfernt sich die selbsterregte Eigenfrequenz des Primärkreises von seiner rechnerisch angesetzten mit zunehmender Belastung durch den zweiten Kreis. Wie ist diese Erscheinung rechnerisch zu erfassen?

II. Annähernd phasenreine Selbsterregung einer ungedämpften Schwingung.

Der Spannungsansatz für einen zur ungedämpften Schwingung erregten Kreis lautet, geschrieben in bekannter Bezeichnung (vgl. a. a. O.):

$$\left(R + j\,\omega L + \frac{1}{j\,\omega C}\right) J = V e^{j\psi} \tag{5}$$

worin V die mit einem Phasenwinkel ψ eingesetzte erregende E.M.K. bedeutet, die im Fall der Selbsterregung von J und ω abhängig ist. Während in der angeführten Arbeit der Fall $\psi = 0$ als „phasenreine Selbsterregung" gefordert wurde, soll jetzt ein nur wenig von 0 verschiedenes ψ angenommen werden. Aus dem imaginären Teil obiger Gleichung

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = \frac{V}{J} \sin \psi \tag{5'}$$

folgt bei $\psi = 0$ als entstehende Frequenz

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0\,;$$

bei $\psi \neq 0$ folgt

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} + \frac{\omega V}{LJ} \sin \psi = \omega_1{}^2$$

ω_0 ist die ideale, feste, ω_1 die reale, veränderliche Eigenfrequenz des Kreises. Solange nun ψ nahe bei 0 bleibt, läßt sich

$$\omega_1{}^2 = \frac{1}{LC}\left(1 + \omega C \frac{V}{J} \sin \psi\right) = \omega_0{}^2 (1 + f) \tag{6}$$

schreiben, worin f eine gegen 1 kleine Größe bezeichnet, deren Potenzen vernachlässigt werden sollen.

Der Spannungsansatz für zwei magnetisch gekoppelte Kreise lautet bei Selbsterregung [vgl. a. a. O. Gleichung (2 ff.)]:

$$\left. \begin{aligned} \left(R_1 + j\,\omega\,L_1 + \frac{1}{j\,\omega\,C_1}\right) J_1 + j\,\omega\,M\,J_2\,e^{j\,\varphi} &= V\,e^{j\,\psi} \\ \left(R_2 + j\,\omega\,L_2 + \frac{1}{j\,\omega\,C_2}\right) J_2 + j\,\omega\,M\,J_1\,e^{-j\,\varphi} &= 0 \end{aligned} \right\} \tag{7}$$

Aus den reellen Teilen dieser Gleichungen folgt

$$R_1\,J_1^{\,2} + R_2\,J_2^{\,2} = V\,J_1\,\cos\psi \tag{8}$$

die „Leistungsbilanz" [a. a. O. Gleichung (10)], deren Kenntnis für das Folgende von Bedeutung ist. Setzen wir jetzt zur Abkürzung

$$\left. \begin{aligned} &\frac{1}{L_1\,C_1} = \omega_{10}^{\,2}, \quad \frac{1}{L_1\,C_1}(1 + f) = \omega_{11}^{\,2} \\ &\frac{1}{L_2\,C_2} = \omega_2^{\,2}, \quad \frac{R_2}{\omega_{11}\,L_2} = d \text{ für die Dämpfung des 2. Kreises}^{1)} \\ &\frac{M^2}{L_1\,L_2} = k^2 \text{ für die Kopplung und } \frac{L_2\,J_2^{\,2}}{L_1\,J_1^{\,2}} = y^2 \text{ als reduziertes Effektverhältnis} \end{aligned} \right\} \tag{9}$$

und beschränken wir uns auf lose Kopplung ($k \ll 1$), geringe Dämpfung ($d \ll 1$) und annähernde Phasenreinheit ($f \ll 1$), dann erhalten wir als Gleichungen für die oben erwähnten Resonanzkurven unter Vernachlässigung höherer Potenzen der kleinen Größen:

Verstimmung als Funktion des Effektverhältnisses dargestellt [vgl. a. a. O. Gleichung (20) aus (14c): $x =$, nicht z!]:

$$\frac{\omega_2^{\,2}}{\omega_{11}^{\,2}} = 1 \pm (1 - y^2)\sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2} \tag{10}$$

Frequenzverhältnis als Funktion des Effektverhältnisses [vgl. a. a. O. Gleichung (21) aus (15): $\frac{1}{z} =$]:

$$\frac{\omega^2}{\omega_{11}^{\,2}} = 1 \mp y^2\sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2} \tag{11}$$

bzw. [vgl. a. a. O. aus Gleichung (15p): $\frac{1}{z_2} =$]

$$\frac{\omega^2}{\omega_2^{\,2}} = 1 \mp \sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2} \tag{12}$$

---

1) Das Dämpfungsdekrement ist $\vartheta = \frac{\pi\,R}{\omega\,L} = \pi\,d$.

Diese Gleichungen unterscheiden sich formell nicht von denen der angeführten Arbeit, nur ist jetzt an Stelle der dort festen Eigenfrequenz ω_1 die veränderliche Eigenfrequenz ω_{11} getreten. Die Veränderlichkeit wird durch die Größe f in Rechnung gesetzt; wovon hängt dieses f ab? Nach seiner Definition ist es gleich $\omega\, C_1 \frac{V}{J_1} \sin\psi$. Über die Größe von $\frac{V}{J_1}$ gibt unsere Gleichung (8) Auskunft; da $\cos\psi$ annähernd gleich 1 sein soll, folgt $\frac{V}{J_1} \approx R_1 + R_2 \frac{J_2^{\,2}}{J_1^{\,2}}$; R_1 und R_2 sind Konstante, also hängt während der Aufnahme einer Resonanzkurve $\frac{V}{J_1}$ nur von $\frac{J_2^{\,2}}{J_1^{\,2}}$ oder, was dasselbe bedeutet, von $y^2 = \frac{L_2\, J_2^{\,2}}{L_1\, J_1^{\,2}}$ ab. Beschränken wir uns im folgenden auf die Resonanznähe, so kommen bei den Größen ω, C_1 und ψ nur kleine Änderungen in Betracht, deren Einfluß auf f neben 1 vernachlässigt werden darf; wohl aber ändert sich in diesem Falle das Effektverhältnis y^2 sehr stark, so daß die Größe f sich in Resonanznähe als Funktion von y^2 erweist: $f = f(y^2)$. Das heißt in Worten, die Abweichung der Eigenfrequenz des ersten Kreises von der idealen Frequenz hängt bei annähernd phasenreiner Selbsterregung in erster Linie von der durch den Sekundärkreis hervorgerufenen Belastung ab.

Mit Hilfe dieser Ansätze können jetzt die oben erwähnten Resonanzkurven für den Fall annähernd phasenreiner Selbsterregung berechnet werden. Dabei soll zugleich untersucht werden, in welcher Weise die als Parameter auftretende Dämpfung ermittelt werden kann.

III. Zur Dämpfungsmessung aus Effektverhältnis und Verstimmung.

Die Gleichung (10) beschreibt im Falle eines festen ω_1 die a. a. O. gezeichneten Resonanzkurven; im vorliegenden Falle haben wir $\omega_{11}^{\,2}$ durch $\omega_{10}^{\,2}\,(1 + f)$ zu ersetzen:

$$\frac{\omega_2^{\,2}}{\omega_{10}^{\,2}} = [1 + f(y^2)]\left[1 \pm (1 - y^2)\, d \sqrt{\frac{Y^2}{y^2} - 1}\right]$$

Dabei ist statt $\frac{k^2}{d^2}$ Y^2 geschrieben worden, weil es den Höchstwert von y^2 angibt und als solcher experimentell beobachtet wird. Da nun sowohl f als auch d klein gegen 1 sein sollen, so folgt durch Ausmultiplizieren als Näherung:

$$\frac{\omega_2^2}{\omega_{10}^2} = 1 \pm (1 - y^2) d \sqrt{\frac{Y^2}{y^2} - 1} + f(y^2) \tag{13}$$

Diese Gleichung besagt, daß bei nicht phasenreiner Selbsterregung die a. a. O. beschriebenen Resonanzkurven sich mit zunehmendem Effektverhältnis aus der Resonanzachse verschieben (s. Fig. 1). Ihre sogenannte „Breite" bleibt dabei jedoch ungeändert, indem sich für die zu gleichem y^2 gehörigen ω_2' und ω_2'' die Funktion $f(y^2)$ weghebt:

$$\frac{\omega'^2_2 - \omega''^2_2}{\omega_{10}^2} = 2(1 - y^2) d \sqrt{\frac{Y^2}{y^2} - 1}$$

Beobachtet man in bekannter Weise die halbe Höhe $y^2 = \frac{1}{2} Y^2$ und die linke Seite als $\frac{C_2'' - C_2'}{C_{2a}}$, dann folgt genau wie bei phasenreiner Selbsterregung die unbekannte Dämpfung d aus der Proportion

$$d : \frac{C_2'' - C_2'}{2 C_{2a}} = 1 : (1 - y^2) \tag{14}$$

d. h. das a. a. O. entwickelte Verfahren zur Dämpfungsmessung behält auch bei nur annähernd erfüllter Phasengleichheit seine Gültigkeit bei: „projiziert man die relative Breite der Resonanzkurve in halber Höhe aus der kritischen Höhe ($y^2 = 1$) auf die Verstimmungsachse, so erhält man die doppelte Dämpfung". Unter der „kritischen Höhe" ist dabei die Höhe des Punktes verstanden, in dem die Resonanzkurven sich im Falle des „Ziehens" schneiden; der Scheitel der Resonanzkurve erreicht sie bei der kritischen Kopplung.

In der beifolgenden Zeichnung sind einige Meßreihen bei verschiedener Kopplung dargestellt, die die Verzerrung der Resonanzkurven deutlich zeigen; die eingezeichneten Strahlen projizieren die Breite im Sinne des obigen Verfahrens[1]) und ergeben für alle Kurven dieselbe Dämpfung, wodurch die vorliegende Theorie bestätigt wird.

IV. Dämpfungsmessung aus Frequenz- und Effektverhältnis.[2])

Trägt man das beobachtete Effektverhältnis über dem beobachteten Frequenzverhältnis auf, so entsteht, wenn der Sekundärkreis dabei verändert worden ist, eine Resonanzkurve nach Gleichung (11). Schreiben wir diese in der Form:

---

1) Die Kurven sind seitlich soweit verschoben worden, daß alle Breiten genau auf die Strahlen fallen. Zunächst erhält man sie in der durch die Funktion f bedingten Lage; die hier aus Gründen der Übersichtlichkeit vorgenommene Parallelverschiebung hat aber ebenso wenig wie die Verzerrung einen Einfluß auf das Ergebnis der Dämpfungsmessung.

2) Bisher an anderer Stelle noch nicht beschrieben.

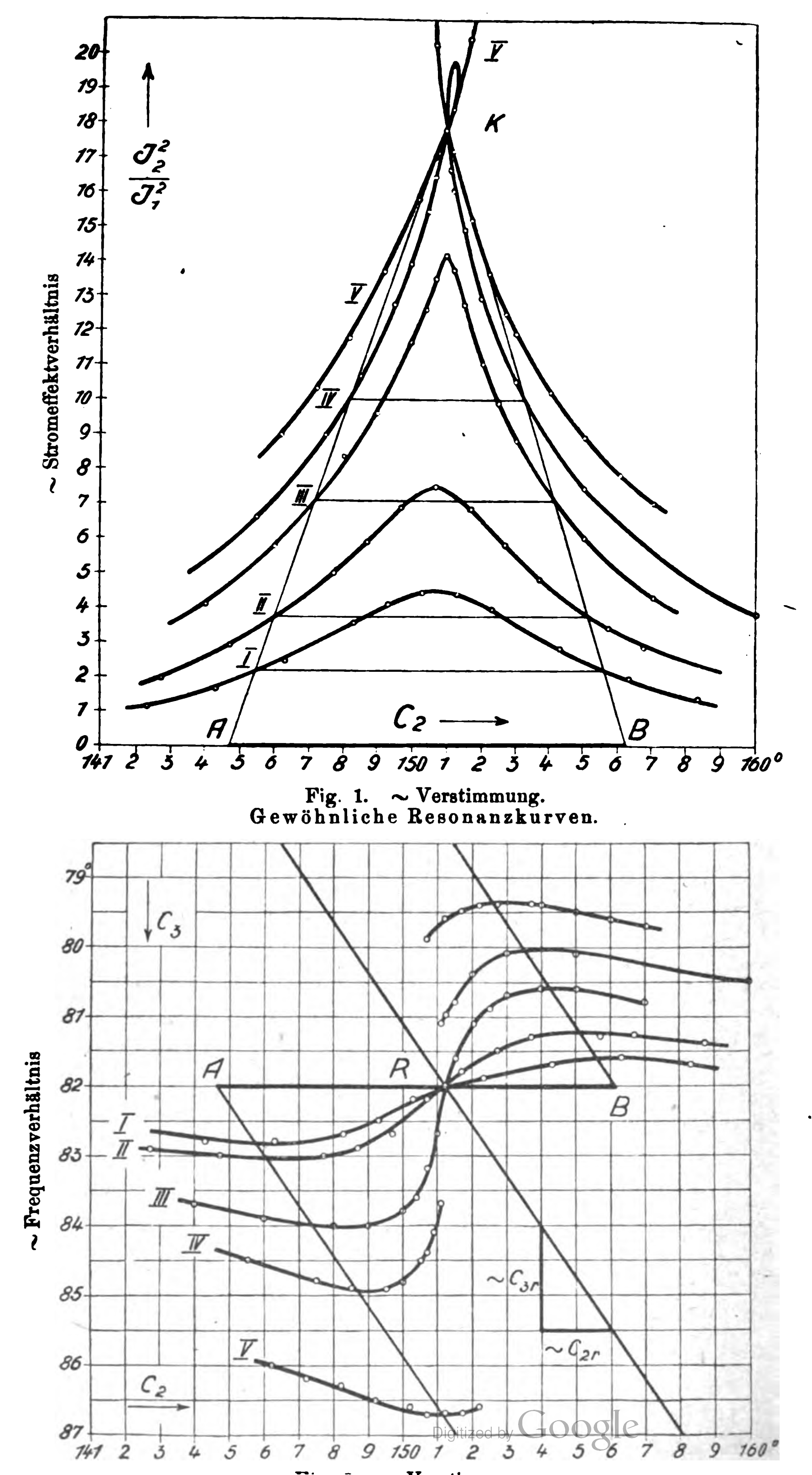


Fig. 1. ~ Verstimmung.
Gewöhnliche Resonanzkurven.

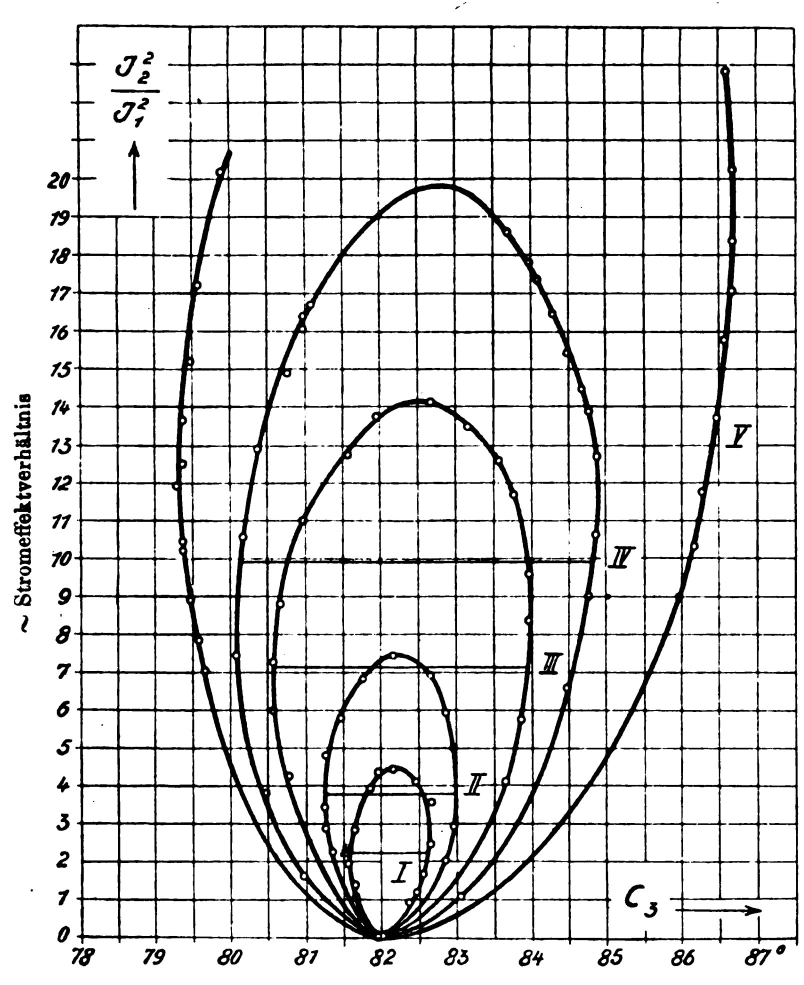


Fig. 2. ~ Frequenzverhältnis.
Resonanzellipsen.

$$\left(\frac{\omega^2}{\omega_{11}{}^2} - 1\right)^2 = y^2 k^2 - y^4 d^2$$

so erweist sie sich für konstantes ω_{11} als Scheitelgleichung einer Ellipse.[1]) Nun ist aber $\omega_{11}{}^2$ für nur annähernd phasenreine Selbsterregung nicht mehr konstant, sondern gleich $\omega_{10}{}^2[1 + f(y^2)]$, so daß wir entsprechend wie unter III.

$$\frac{\omega^2}{\omega_{10}^2} = 1 \mp y^2 \sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2 + f(y)^2} \qquad (15)$$

erhalten. Die hierdurch beschriebene Kurve (s. Fig. 2) ist aus der obigen Ellipse durch Verzerrung ihrer senkrechten Achse entstanden. Dabei ist aber die Breite für gleiches y^2

$$\frac{\omega''^2 - \omega'^2}{\omega_{10}^2} = 2y^2 \sqrt{\frac{k^2}{y^2} - d^2}$$

unverändert geblieben, und man sieht leicht, daß die größte Breite bei $y^2 = \frac{k^2}{2d^2}$ liegt:

$$\left(\frac{\omega''^2 - \omega'^2}{\omega_{10}^2}\right)_{max} = \frac{k^2}{d}$$

Erinnern wir uns, daß $\frac{k^2}{d^2} = Y^2$ den Höchstwert des Effektverhältnisses darstellt, also im vorliegenden Fall den oberen Scheitel der Ellipse, so bestätigt sich zunächst, daß die größte Breite in halber Höhe liegt (bei $y^2 = \frac{1}{2} Y^2$), und weiterhin folgt die bemerkenswerte Gesetzmäßigkeit, daß **das Verhältnis der Breite zur Höhe der Ellipse gleich der Dämpfung sein muß.**

Daraus ergibt sich folgendes Verfahren zur Dämpfungsbestimmung: man nehme die Resonanzellipse auf und messe ihre Breite und Höhe. Dabei ist aber zu beachten, daß als Höhe nicht $\frac{J_2^2}{J_1^2}$, sondern das „reduzierte Effektverhältnis" $y^2 = \frac{L_2 J_2^2}{L_1 J_2^2}$ in Rechnung zu setzen ist; man kann dieses entweder berechnen oder wie unter III. durch Beobachtung des Wertes $y^2 = 1$ ermitteln (d. h. man nehme eine Resonanzkurve des Stromeffektverhältnisses über der Verstimmung auf bei einer Kopplung, die fester ist als die kritische, reduziere das Effektverhältnis des Schnittpunktes der „hochgezogenen" Kurvenäste auf 1; mit demselben Reduktionsfaktor ist dann die Höhe der Ellipse zu multiplizieren). Dann ergibt das Verhältnis von Breite zu Höhe die gesuchte Dämpfung.

Die vorstehende Abbildung zeigt eine Reihe von Resonanzellipsen, die bei gleicher Dämpfung und verschiedener Kopplung aufgenommen worden sind. Sie sollen ein konstantes Verhältnis von Breite zu Höhe zeigen, also einander ähnlich sein, was bereits aus der Figur deutlich ersichtlich ist. (Auswertung siehe unten!)

Wie man aus Gleichung (12), die die Gesetzmäßigkeiten bei Ver-

stimmung des **ersten** Kreises beschreibt, eine Resonanzparabel ableitet und auswertet, ist bereits an anderer Stelle beschrieben worden (vgl. oben). Als Dämpfung des vorliegenden 2. Kreises wurde danach $d = 0{,}0368$ gemessen.

V. Zur Dämpfungsmessung aus Frequenzverhältnis und Verstimmung.

Solange das f-Glied bei phasenreiner Selbsterregung verschwindet, hat die entstehende Frequenz ω bei $y^2 = \frac{k^2}{2d^2}$ ihre größten Abweichungen von ω_1 [vgl. Gleichung (15) bzw. a. a. O.]. Durch das Hinzukommen des f-Gliedes verschieben sich diese leicht zu beobachtenden Werte größter Abweichung mehr oder weniger (s. Fig. 3). Es möge jetzt als größte Abweichung nach einer Seite beobachtet werden:

$$\frac{\omega'^2}{\omega_{10}^2} - 1 = + y'^2 d \sqrt{\frac{Y^2}{y'^2} - 1} + f(y'^2)$$

bei der Verstimmung

$$\frac{\omega_2'^2}{\omega_{10}^2} - 1 = -(1 - y'^2) d \sqrt{\frac{Y^2}{y'^2} - 1} + f(y'^2)$$

dann erhalten wir durch Abziehen

$$\frac{\omega'^2 - \omega_2'^2}{\omega_{10}^2} = + d \sqrt{\frac{Y^2}{y'^2} - 1}$$

Entsprechend möge sich aus der größten Abweichung nach der anderen Seite ergeben:

$$\frac{\omega''^2 - \omega_2'^2}{\omega_{10}^2} = - d \sqrt{\frac{Y^2}{y''^2} - 1}$$

Solange nun die beiden verschiedenen y^2 annähernd gleich $\frac{Y^2}{2}(1 \pm \eta)$, worin $\eta \ll 1$ sei, gesetzt werden können, gewinnen wir aus den beiden letzten Gleichungen durch Abziehen:

$$\frac{\omega'^2 - \omega''^2 + \omega_2''^2 - \omega_2^2}{\omega_{10}^2} = d(1 + \eta) + d(1 - \eta) = 2d \qquad (16)$$

Dieses Ergebnis heißt: die größte relative Differenz der entstehenden Frequenzen und die zugehörige relative Verstimmungsbreite ergeben zusammen die doppelte Dämpfung. Nimmt man bei gleicher Dämpfung und verschiedener Kopplung eine Reihe von Frequenzresonanzkurven auf, so liegen die Punkte größter Abweichung der entstehenden

Frequenz von ihrem Mittelwert auf zwei Parallelen, die im Verhältnis der Maßstäbe von Ordinate und Abszisse geneigt sind und auf der Verstimmungsachse die doppelte Dämpfung ausschneiden.

Damit ist auch für den vorliegenden Fall annähernd phasenreiner Selbsterregung die sinngemäße Gültigkeit des a. a. O. theoretisch gefundenen Verfahrens abgeleitet worden. Die beifolgende Figur bestätigt die gefundenen Beziehungen an einer Resonanzkurvenschar.[1])

VI. Erklärung der Meßreihen.

Eine mit 500 V betriebene 10-Wattröhre erregte nach der Spannungsteilerschaltung einen Primärkreis in der Wellenlänge 1500 m. Eine herausgeführte Kopplungsschleife bewirkte eine lose, veränderliche Kopplung mit einem Sekundärkreis. Beide Kreise enthielten Hitzdrahtstrommesser (bis 0,5 A.) und geeichte Drehkondensatoren. Als Wellenmesser diente der geeichte Sekundärkreis eines Überlagerungsempfängers. Bei allen Kondensatoren war innerhalb des verwendeten Meßbereichs die Kapazität proportional der Gradeinteilung plus einer Konstanten. Da es allgemein üblich ist, statt mit den Quadraten der Frequenz mit den ihnen umgekehrt proportionalen Kapazitäten zu rechnen, — es ist z. B. $\frac{\omega_2^2}{\omega_{10}^2} = \frac{\omega_2^2}{\omega_{2a}^2} = \frac{L_2 C_{2a}}{L_2 C_2} = \frac{C_{2a}}{C_2}$, wobei a den Abstimmungswert bezeichnet, — so sind in den Abbildungen einfach die Kondensatorablesungen C_2 des Sekundärkreises und C_3 des Wellenmessers aufgetragen worden; der Ausdruck $\frac{\omega'^2 - \omega''^2}{\omega_{10}^2}$ geht dann hinreichend genau in

$$\frac{C'' - C'}{C_a} = \frac{C''^0 - C'^0}{C_a^0 + Corr.}$$

über. Aus den Resonanzkurven wurden folgende Werte abgelesen:

es entsprechen bei Kurve	der größten Frequenzdifferenz	der Verstimmungsbreite in halber Höhe	der ganzen Höhe Einheiten
I	1,05°	10,0°	44,5
II	1,75°	9,0°	75
III	3,35°	6,9°	142
IV	4,70°	5,1°	198
V	7,15°	1,8°	300

1) Die Resonanzkurvenscharen der Abschnitte III—V sind denselben 5 Meßreihen entnommen. Denkt man sich die Verstimmung als x-Achse nach rechts, das Effektverhältnis als y-Achse nach oben und das Frequenzverhältnis als z-Achse nach vorn aufgetragen, dann stellen die 3 Kurvenscharen die Projektionen einer Raumkurvenschar dar.



während der konstanten Bezugsfrequenz ω_{10} als korrigierte Werte $C_{3a} = 114{,}2^0$ bzw. $C_{2a} = 155^0$ und der „kritischen" Höhe 178 Einh. zukommen. Es ist also z. B. für Kurve I die größte relative Differenz der entstehenden Frequenzen $\frac{1{,}05}{114{,}2}$, die relative Verstimmungsbreite in halber Höhe $\frac{10{,}0}{155}$ und die Höhe $Y^2 = \frac{44{,}5}{178}$ bzw. die halbe Höhe $y^2 = \frac{22{,}2}{178}$.

Daraus ergeben sich folgende Werte für die Dämpfung:

1. aus Effektverhältnis und Verstimmung (gewöhnliche Resonanzkurve):

$$\text{für I.} \quad 2d = \text{Breite} \cdot \frac{1}{1-y^2} = \frac{10 \cdot 178}{155 \cdot (178-22)} = 0{,}0736$$

$$\text{für II.} \quad 2d = \frac{9 \cdot 178}{155 \cdot (178-37{,}5)} = 0{,}0735$$

$$\text{für III.} \quad 2d = \frac{6{,}9 \cdot 178}{155 \cdot (178-71)} = 0{,}0740$$

$$\text{für IV.} \quad 2d = \frac{5{,}1 \cdot 178}{155 \cdot (178-99} = 0.0741$$

$$\text{für V.} \quad 2d = \frac{1{,}8 \cdot 178}{155 \cdot (178-150)} = 0{,}0738$$

2. aus Effekt- und Frequenzverhältnis (Resonanzellipse):

$$\text{für I.} \quad d = \frac{\text{Breite}}{\text{Höhe}} = \frac{1{,}05 \cdot 178}{114{,}2 \cdot 44{,}5} = 0{,}0368; \quad 2d = 0{,}0736$$

$$\text{für II.} \quad d = \frac{1{,}75 \cdot 178}{114{,}2 \cdot 75} = 0{,}0364; \quad 2d = 0{,}0728$$

$$\text{für III.} \quad d = \frac{3{,}35 \cdot 178}{114{,}2 \cdot 142} = 0{,}0368; \quad 2d = 0{,}0736$$

$$\text{für IV.} \quad d = \frac{4{,}7 \cdot 178}{114{,}2 \cdot 198} = 0{,}0370; \quad 2d = 0{,}0740$$

$$\text{für V.} \quad d = \frac{7{,}15 \cdot 178}{114{,}2 \cdot 300} = 0{,}0371; \quad 2d = 0{,}0742$$

3. und aus Frequenzverhältnis und Verstimmung (Frequenzkurve):

$$\text{für I.} \quad 2d = \frac{10}{155} + \frac{1{,}05}{114{,}2} = 0{,}0737$$

für II. $2d = \frac{9}{155} + \frac{1,75}{114,2} = 0,0733$

für III. $2d = \frac{6,9}{155} + \frac{3,35}{114,2} = 0,0738$

für IV. $2d = \frac{5,1}{155} + \frac{4,70}{114,2} = 0,0740$

für V. $2d = \frac{1,8}{155} + \frac{7,15}{114,1} = 0,0742$

4. Aus der Resonanzparabel hatte sich ergeben: $2d = 0,0736$, was um so mehr eine Kontrolle bedeutet, als diese Messung von der Phasenbedingung unabhängig ist.

Demnach beträgt das Dämpfungsdekrement des Sekundärkreises $\vartheta = \pi d = 0,116$.

Zusammenfassung.

Erstens ist im Zusammenhang erörtert worden, welchen Kurven die Eigenschaft zukommt, daß ihre „Breite" der Dämpfung des durch ungedämpfte Schwingungen erregten Sekundärkreises entspricht. Diese sind 1. die bekannte Resonanzkurve des Stromeffekts über der Verstimmung aufgetragen (berechnet von H. G. Möller,[1]) Heegner,[2]) u. v. Verf.,[3]) 2. die Kurve der entstehenden Frequenz über der Verstimmung aufgetragen (von Heegner[2]) u. v. Verf.[3]) beschrieben) und 3. die Kurve der Stromeffekte über der entstehenden Frequenz aufgetragen, die a) bei Veränderung des Primärkreises als „normale Resonanzkurve" (von Möller[1]) zuerst beschrieben) oder als „Resonanzparabel" (vom Verf.[4]) behandelt) Anwendung finden kann, b) bei Veränderung des Sekundärkreises als „Resonanzellipse" (hier zum erstenmal beschrieben) erscheint.

Zweitens wurde gezeigt, daß diese Kurven mit nur einer Ausnahme von der Phase der Selbsterregung der ungedämpften Schwingung abhängig sind und zwar daß sie bei unreiner Phase eine seitliche Verzerrung erleiden.

Drittens wurde ausgeführt, daß, solange diese Verzerrung nicht allzu groß ist, sie ihre „Breite" beibehalten und infolgedessen immer noch eine sinngemäße Anwendung der Verfahren zur Dämpfungsmessung zulassen.

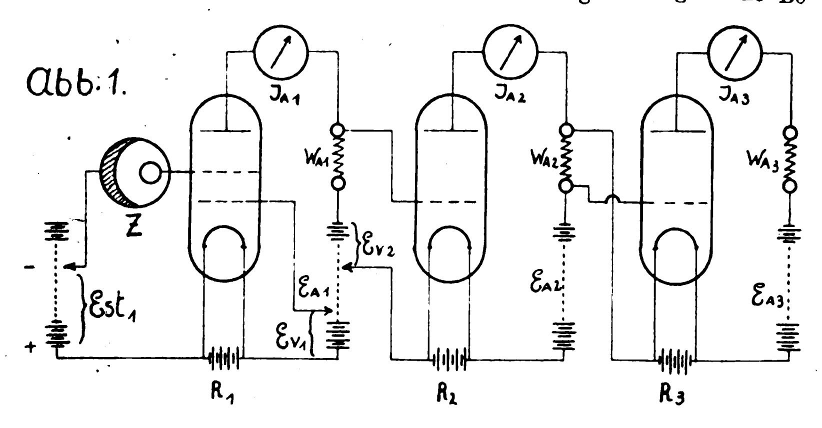
1) H. G. Möller, a. a. O.
2) K. Heegner, Arch. f. Elektrotechn. 9, S. 127, 1920.
3) H. Pauli, a. a. O.
4) H. Pauli, Selbstreferat ds. Ztschr. 18, S. 338, 1921.

Verstärkung der Ströme lichtelektrischer Zellen.

Von **Max Dieckmann** und **Arthur Gebbert.**

In der Abhandlung der Preuß. Akad. der Wissenschaften vom 15. Juli 1920 sowie in: „Die Naturwissenschaften“, Jahrgang 1921, Heft 19 u. 20 wird das Meyer-Rosenbergsche Verfahren zur Verstärkung der Wirkung einer lichtelektrischen Zelle mit Hilfe der Pikeschen Schaltung beschrieben. H. Rosenberg verstärkt dabei die sehr schwachen Photoströme einer Kaliumzelle zum Vergleich der Lichtstärken verschiedener Sterne.

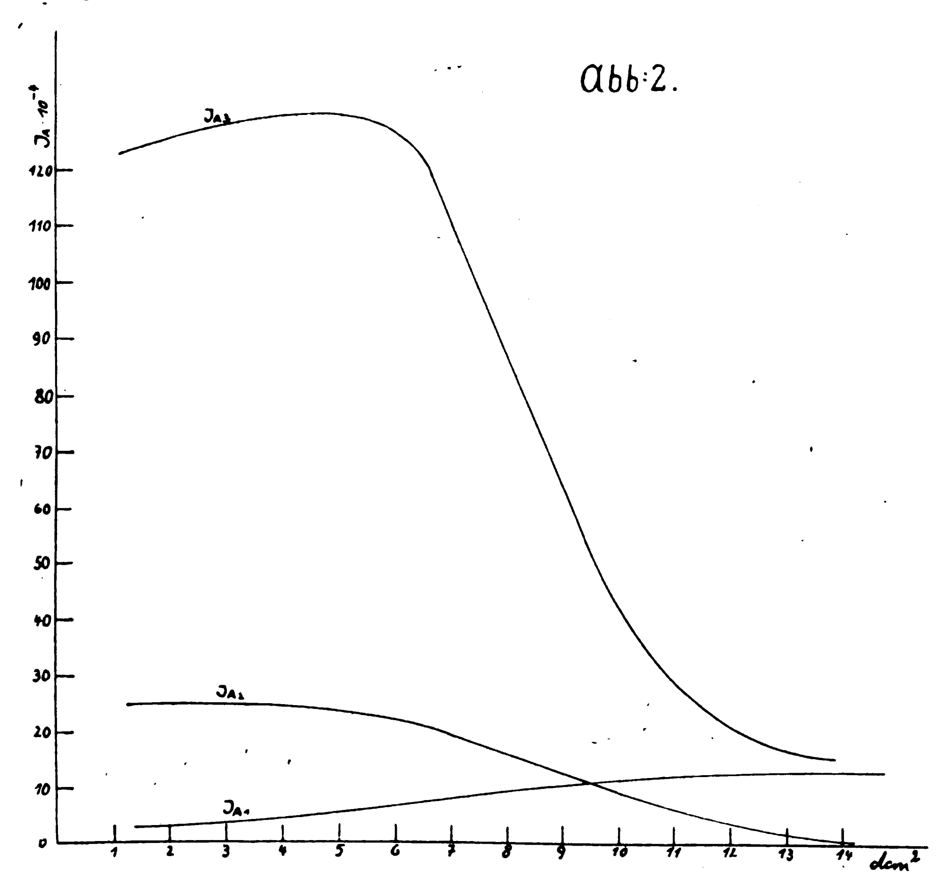
Da wir bei der Bearbeitung einer anderweitigen Aufgabe damit beschäftigt waren, die durch stärkere Belichtung hervorgerufene Be-



einflussung einer lichtelektrischen Zelle zu großer Endverstärkung zu steigern, glauben wir, daß es von Interesse sein kann, auch die von uns als zu diesem Zweck günstig erprobte Schaltung und die mit den gegebenen Mitteln erreichte Gleichstrom-Leistungserhöhung mitzuteilen.

Wie Fig. 1 erkennen läßt, ist die Kaliumzelle Z zur Vermittlung der negativen Steuerspannung $E\,St_1$ zwischen den negativen Pol einer anzapfbaren Volt-Batterie und das Steuergitter eines Doppelgitterrohres, dessen Steilheit $S = 40 \times 10^{-4}\ \frac{\text{Amp.}}{\text{Volt}}$ beträgt, geschaltet. Der positive Pol der Steuerbatterie ist an den Glühfaden gelegt. Entsprechend den gegebenen Beleuchtungsstärken und der Vorspannung $E v_1$ muß die negative Steuerspannung so gewählt werden, daß bei voller Belichtung der Zelle Z der Anodenstrom im Rohr 1 ganz unterdrückt wird. Für eine gute Isolierung der Zuleitung Zelle—Gitter

ist dabei unbedingt zu sorgen. In den Anodenkreis des Rohres 1 ist der Widerstand Wa_1 von 50000 Ω eines Voltmeters gelegt, so daß am Instrument selbst stets die das Rohr 2 steuernde Spannung abgelesen werden kann. (Die im Doppelgitterrohr allein verstärkten

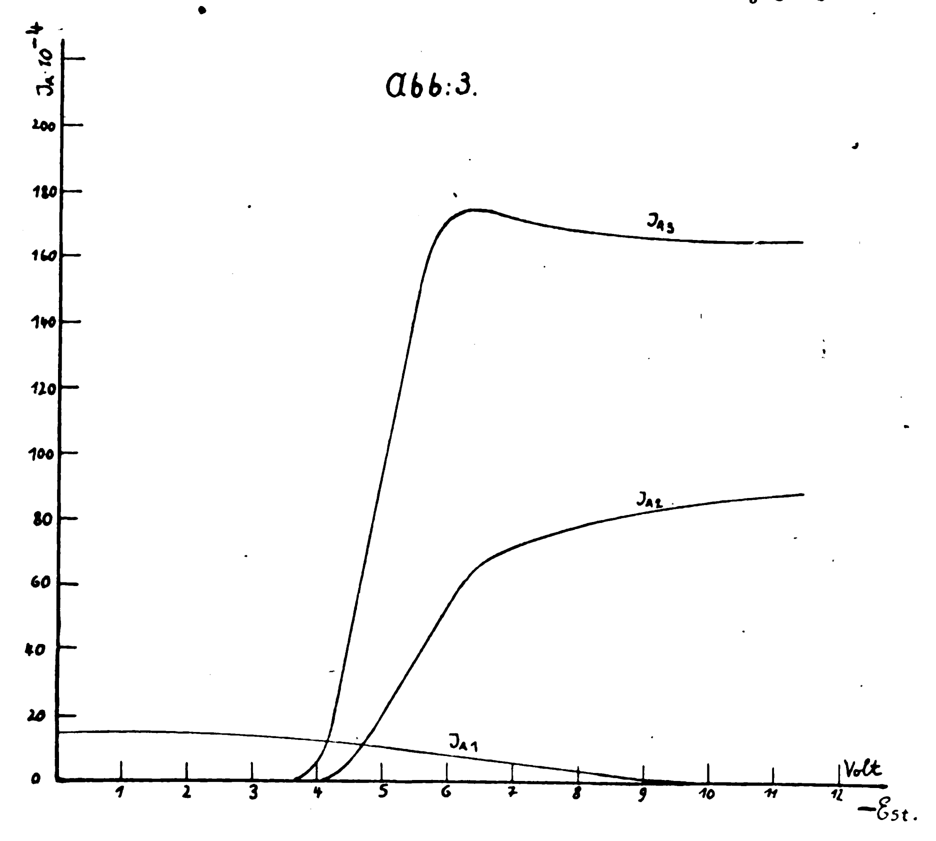


Photoströme betrugen 40×10^{-4} Amp. bei einem äußeren Widerstand von $RA_1 = 18000\ \Omega$.)

Zur weiteren Verstärkung dient eine Schaltung, wie sie ähnlich schon H. de Forest-Arnold für Wechselstromverstärker angegeben hat.[1]) Rohr 2 ist eine gewöhnliche 10-Watt-Senderöhre der Ges. f. drahtl. Tel. In den Anodenstromkreis derselben ist nun der Gitter-

1) S. Handbuch der drahtl. Tel. 1921, Bd. II, S. 265.

stromkreis eines dritten, größeren 50-Watt-Senderohres geschaltet, in dessen Anodenstromkreis die verstärkten Photoströme bei einem äußeren Widerstand von 19000 Ω bis zu 125×10^{-4} Amp. betrugen. Der Widerstand $WA_2 = 135000\ \Omega$ im Anodenkreis von R_2 kann auch fortbleiben, da der innere Gitterkreiswiderstand des Rohres R_3 geeignet



ist, den für R_3 notwendigen Gittervorspann selbst zu liefern, wenn der Anodenstrom von R_2 hindurchfließt. An Stelle des 50-Watt-Rohres können auch mehrere kleinere Senderöhren in Parallelschaltung angewandt werden.

Eines der Ergebnisse aus obiger Schaltung ist im Schaubild Fig. 2 wiedergegeben. Dabei sind die Abstände einer 30-Watt-Wotan-„G"-Glühlampe von der Kaliumzelle ins Quadrat erhoben als Abszissen und die verstärkten Zellenströme als Ordinaten aufgetragen. Es waren da-

bei: $EA_1 = 100\ V$; $EV_1 = 32\ V$; $ESt_1 = 8\ V$; $EA_2 = 360\ V$; $EV_2 = 34\ V$; $EA_3 \doteq 700\ V$; die Form der Charakteristik der verstärkten Photoströme hängt natürlich im wesentlichen von der benützten Charakteristik des Doppelgitterrohres ab.

Fig. 3 zeigt einige Charakteristiken der Schaltanordnung Fig. 1, wenn an Stelle der Kaliumzelle mit Steuerbatterie ein Spannungsteiler und Voltmeter zwischen Steuergitter und Heizdraht geschaltet wird, so daß die Abhängigkeit der Anodenströme von der Steuerspannung am Doppelgitterrohr festgestellt werden kann. Dabei waren: $EA_1 = 100\ V$; $EV_1 = 20\ V$; $EA_2 = 360\ V$; $EV_2 = 36\ V$; $EA_3 = 700\ V$; $WA_1 = 50000\ \Omega$; $WA_2 = 135000\ \Omega$; $WA_3 = 19000\ \Omega$; die sehr hohe Steilheit von 100×10^{-4}, die mit obiger Anordnung erreichbar ist, ermöglicht es, in gewissen Grenzen eine erhebliche Gleichstromleistungsverstärkung zu erzielen. Allerdings arbeitet die Schaltung nicht trägheitslos. Belichtungsdauern unterhalb von ca. 0,1 Sekunden kommen nicht mehr voll zur Auswirkung.

Der Einfluß von atmosphärischen Vorgängen auf elektrische Wellen.

Von **Karl Stoye.**

Es ist bekannt, daß die Empfangslautstärke der Funkenstationen von der Beschaffenheit der Atmosphäre und deren langsamen oder schnellen Zustandsänderungen in hohem Maße beeinflußt wird. Die Empfangslautstärken wie die Reichweiten bei Nacht übertreffen meistens mehrfach die bei Tage. Zur Erklärung dieser außergewöhnlichen Erscheinungen nimmt man eine reflektierende obere ionisierte Schicht, die Heaviside-Schicht, an. W. H. Eccles hatte in der Atmosphäre drei Schichten mit verschiedener Ionisation angenommen. Eine untere, der Erdoberfläche anliegende Schicht, mit kleiner Ionisation, eine mittlere, die große Unterschiede in bezug auf Ionisation bei Tag und Nacht zeigt, und eine obere (die Heaviside-Schicht), die dauernd stark ionisiert ist. Bei Tage tritt eine starke Absorption der elektrischen Wellen in der mittleren Schicht ein, nachts dagegen liegt — nach Fortfall der mittleren Schicht — die obere Schicht den Wellen offen zur Reflexion. Die Ionisationsverhältnisse in der Atmosphäre werden noch komplizierter werden bei Sonnenauf- und Sonnenuntergang. Infolge der Belichtung der Atmosphäre werden die Flächen gleicher Ionisation gekrümmt erscheinen. Bei Sonnenauf- wie Sonnenuntergang kann die

reflektierende Schicht eine nach unten konkav gekrümmte Fläche darstellen.[1]) Diese hohlspiegelartige Fläche („Dämmerungszone") ist in Bewegung. Bereits Marconi hat dieses Fortschreiten der „Dämmerungszone" und die daraus sich ergebenden Schwankungen der Lautstärken eingehend untersucht. Die Krümmung, die Lage der Reflexionsfläche zum Meridian der Stationen, die gegenseitige Lage von Sender und Empfänger zu dieser Zone, und so das Auftreffen der elektrischen Wellen auf diese Fläche werden die Lautstärken und die Richtungen der ankommenden Wellen verschieden beeinflussen. Schreitet die Dämmerungszone weiter fort, so erfahren die elektrischen Wellen beim Durchlaufen dieser Zone Absorptions-, Reflexions- und Brechungserscheinungen. Bestimmen wir die Richtungen, aus der die elektrischen Wellen ankommend die Empfangsstation treffen, so müßten wir, da die elektrischen Strahlen radienartig vom Sender ausgehen, die Himmelsrichtung bekommen, in der vom Empfänger gesehen der Sender liegt. Zur Bestimmung der Richtung der ankommenden Wellen (Peilung) wurde ein großer Armee-Richtempfänger benutzt. Der größte Teil der Untersuchungen wurde in den Jahren 1916 und 1917 in der Nähe von Straßburg i. Els. gemacht und erstreckt sich nur auf gedämpfte Wellen.

Apparatur.

Der Richtempfänger bestand[2]) aus zwei festen Spulen mit veränderlicher Selbstinduktion; die Spulen waren übereinander und ihre Achsen senkrecht zueinander aufgestellt. In die Mitten der Spulen waren veränderliche Kondensatoren eingeschaltet, die zwangläufig miteinander verbunden waren, um eine gleichmäßige Abstimmung beider Kreise zu erreichen. Zwei geschlossene Antennen, die in zwei zueinander senkrechten Vertikalebenen lagen und in die Nord-Süd- bzw. Ost-West-Richtung eingerichtet waren, bildeten den äußeren Kreis. Geschlossene Antennen haben sich in vieler Beziehung, wie das schon Braun[3]) erörtert hatte, auch hier als sehr vorteilhaft erwiesen. Innerhalb der beiden Spulen des Primärkreises waren zwei drehbare Detektorspulen, deren Achsen mit der Achsenrichtung der Primärspulen zusammenfiel, angeordnet. Eine Zelle, ein Blockkondensator und ein Telephon bildeten mit den zwei Detektorspulen den aperiodischen Kreis. Die beiden Detektorspulen waren an einer vertikalen Achse,

---

1) F. Schindelhauer, Meteorolog. Zeitschr. 37, S. 180—181. 1920.
2) H. Rein, Lehrbuch der drahtl. Telegr. 1917, S. 367.
3) Braun, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 8, 1914.

die am oberen Ende einen Horizontalzeiger trug, der über einer nach Graden eingeteilten Skala (0° bis 360°) drehbar war, befestigt.

Das Feld der ankommenden Welle wird durch die beiden Antennenkreise in zwei Teilfelder (i_{NS} und i_{OW}) zerlegt; umgekehrt ergibt sich dann wiederum durch Addition der Teilfelder die Amplitude des Gesamtfeldes. Die Empfangslautstärke ist für die NS-Antenne proportional dem Kosinus des Winkels α, den die Senderrichtung mit der NS-Antenne bildet. Dabei ist die Lautstärke ein Maximum für $\alpha = 0^{\circ}$, ein Minimum für $\alpha = 90^{\circ}$. Ähnlich bei der OW-Antenne. — Bei der Drehung des Horizontalzeigers um 360° ergeben sich beim Hören einer Station 2 Maxima und 2 Minima der Lautstärke. Die Einstellung des Zeigers auf größte Lautstärke ist nicht sehr scharf, dagegen die dazu senkrechte Stellung, in der die Lautstärke ein Minimum wird. Zur Bestimmung der Richtung einer sendenden Station wurde die Minimumstellung benutzt. Die Richtung des Senders ist dann durch eine Gradzahl der Skala bestimmt. Liegt die Station nördlich oder südlich vom Empfänger, so beträgt der Peilwinkel entweder 0° (360°) oder 180°; liegt der Sender östlich oder westlich, so ist der Peilwinkel 90° oder 270°; ein Winkel von 45° oder 225° würde bedeuten, daß die Sendestation im NE oder SW liegt. Unerläßlich für gutes Arbeiten des Richtempfängers ist eine vollkommene Gleichheit beider Abstimmungskreise. — Während bei Tage die Peilungen der Sendestationen so gut wie keine Schwankungen aufwiesen ($\pm 1^{\circ}$), erreichten sie bei Nacht je nach der Wellenlänge Werte bis zu 30°. Ganz außergewöhnlich groß waren die Richtungsschwankungen bei Sonnenaufgang. Zwei große Gruppen der Richtungsschwankungen lassen sich unterscheiden: die Gruppe der langsamen und die der schnellen Schwankungen. Zur ersten Gruppe sind die Schwankungen zu rechnen, bei denen nachts der Peilwert eines Senders um einen konstanten Betrag mehrere Stunden lang, oft auch die ganze Nacht hindurch vom Sollwert abweicht. Tritt im Laufe der Nacht eine Änderung der atmosphärischen Verhältnisse ein, so ändern sich sofort Peilwerte und Lautstärken.

Einfluß von atmosphärischen Druckgebieten.

Einen bestimmten Einfluß auf die Peilungen und Lautstärken übten barometrische Hoch- und Tiefdruckgebiete aus. Sobald der dem Tiefdruckgebiet vorauseilende Zirrenschirm am Himmel sich zeigte, traten Richtungsschwankungen, wenn bei Tage auch nur in äußerst geringem Maße und hier nur besonders bei ungedämpften Wellen, ein;

ebenso ließ die Lautstärke nach. Je dichter der *Ci*-Schirm wurde, desto schlechter wurde schon tagsüber der Empfang. Im Sommer war die Vorderfront jedes *Ci*-Schirmes mit einem plötzlichen Anstieg der luftelektrischen Empfangsstörungen verbunden. Die Rückseiten der Tiefdruckgebiete zeichneten sich immer durch übernormalen Empfang und gute Peilungen aus (Minimum der Lautstärke scharf). Die von Nordwesten schnell vorstoßenden und ebenso schnell abziehenden kleineren Wirbel ergaben falsche Peilwerte (schlechte Minima).

Hochdruckgebiete von 770 mm Luftdruck und Nordost- oder Ostwinden im Gebiete der Sende- und Empfangsstationen gaben gute, wenig um den Sollwert herumschwankende Peilwerte. Der Empfang war normal. Bestanden Hochdruckgebiete längere Zeit, so wurden alle Minima der Lautstärke recht unscharf, obwohl die Schwankungen der Peilwerte noch gering blieben ($\pm 4^0$ nachts!). Der Empfang verschlechterte sich. Die von Südwesten vorstoßenden Hochdruckzungen brachten vielfach unternormalen Empfang. Schwaches barometrisches Gefälle in Mitteleuropa ergab kleine Schwankungen, starkes Gefälle stark abweichende Peilwerte. Länger mit gleichmäßiger Stärke anhaltende NW-, NE- oder E-Winde ergaben gute Peilungen und übernormalen Empfang. Nebel von gleichmäßiger, größerer Ausdehnung lieferte wenig schwankende Werte; die Mächtigkeit der Nebeldecken war dabei allerdings auch niemals groß. — Bei nächtlichen Gewittern mit starkem Regen oder Schneestürmen traten oft recht schnelle Richtungsschwankungen auf. Bei Taggewittern wurden niemals Richtungsschwankungen beobachtet. Eine Peilkurve von Norddeich (4. 4. 1916, 2300—2400, Welle 1650 m) zeigt, welche Abweichung vom Sollwert (178,5^0) ein von SSW nach NNE über die Richtempfangsstation ziehendes Gewitter verursachte.

Zeit	Peilwinkel	Zeit	Peilwinkel
2310	179^0	2343	165^0
2317	190^0	2344	168^0
2320	203^0	2346	173^0
2325	193^0	2349	186^0
Gewitter über Station		2351	185^0
		2353	184^0

B. Richtungsschwankungen bei Sonnenauf- und untergang.

Untersucht wurden Madrid, Aranjuez, Barcelona, Lyon, Königswusterhausen, Nauen, Coltano, Malta, Konstantinopel, Berditschew. Auch die Richtungsschwankungen um Sonnenauf- und -untergang werden

von der Wetterlage mit beeinflußt. Meteorologisch ungestörte Tage oder Tage mit ausgeprägter Schichtbildung in der Atmosphäre zeigten die Erscheinungen mit großer Gesetzmäßigkeit.

Kurze Wellen.

1. Sonnenaufgang (SA.).

Madrid: Welle 1650 m — Peilwert 230°.

Die Peilkurve (Nr. 1) ist an einem Tage (26. 5. 1917.) mit ausgeprägtem *Ci*-Schleier aufgenommen.

Zeit	Peilwinkel	Zeit	Peilwinkel
0520	230°	0546	207°
21	229°	47	208,5°
24	228°	48	210°
25	227°	49	209°
27	226°	50	208°
28	224°	51	207°
30	226°	52	204,5°
32	230°	53	200
33	233°	55	197,5°
34	237°	56	200°
36	242°	57	210°
37	244°	58	215°
38	252°	0600	220°
39	SA.-E.	01	219°
40	160°	02	217°
41	166°	03	214°
42	172°	|	—
43	179°	18	228°
44	185°	20	230°
45	205°		

Von einem gewissen Zeitpunkte, der, wie es scheint, von den meteorologischen Verhältnissen im *Ci*-Niveau abhängt und vielfach 10 Minuten vor Sonnenaufgang-Empfänger (SA.-E.) einsetzt, steigen die Peilwerte an. Die Werte erreichen dann je nach den Bedingungen im *Ci*-Niveau einen Höchstwert von 250° oder 260°, d. h. eine Abweichung vom Sollwert um + 20° oder + 30°. — Je dichter im *Ci*-Gebiet die Bewölkung, desto größer sind die Schwankungswerte bei SA.; sie betrugen oftmals 90 bis 100°. Der Anstieg der Peilkurve ließ selbst *Ci* in großer Höhe erkennen, wenn dem Auge der Himmel noch in reiner Bläue erschien. Gewöhnlich trat dann nach 1 oder 2 Stunden das weißliche Aussehen des Himmels infolge sich immer mehr verdichtender *Ci* auf. Folgen sich mehrere geschlossene, dickere Wolkendecken bis zum *Ci*-Niveau, so tritt immer der Anstieg

mit nachfolgendem Steilabfall ein (Fig. 1); er tritt nicht ein, d. h. der Abfall der Peilkurve beginnt schon viel früher, wenn nur eine Wolkendecke in tieferem Niveau vorhanden ist oder eine in Auflösung begriffene Wolkendecke über dem Empfangsortgebiet sich ausdehnt. Die Peilkurve erreicht ihren ersten Tiefpunkt (b), wenn am Empfangsort die Sonne aufgeht. — In der Skizze bedeutet *n n* den Sollwert; alle Abweichungen vom Sollwert liegen dann entweder über oder unter *n n*. — Nach abermals 10 Minuten (5 bis 7 Minuten bei Wolkendecken oder Regenwetter) tritt ein neuer Gipfelpunkt (*c*) auf, dem 10 Minuten später ein zweiter (*e*) und nach wiederum 10 Minuten

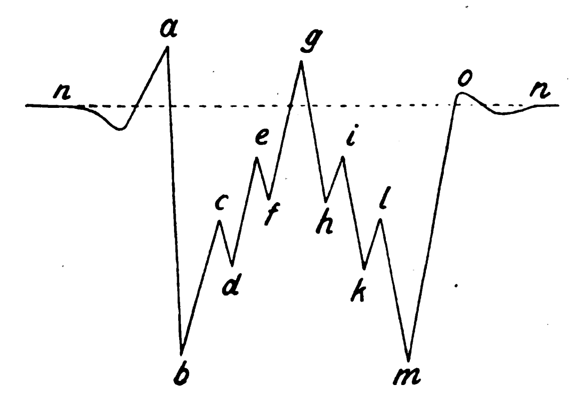


Fig. 1.

ein dritter (*g*) folgt. Ähnliche Gipfel- und Tiefpunkte liegen nach der anderen Seite von *g*, jedoch treten sie nie so hervor wie in der Zeit vor *g*.

Vor dem Sonnenaufgang-Sender (SA.-S.) tritt ein Tiefpunkt (*m*) ein. Der SA.-S. kann zeitlich zu dem vom Tiefpunkte *m* aufsteigenden Ast drei verschiedene Lagen haben.

Der SA.-S. fällt zeitlich

1. in den aufsteigenden Ast der Peilkurve (*m o*),
2. mit dem erreichten Sollwert zusammen,
3. in selteneren Fällen erst nach dem erreichten Sollwert.

Den Tiefpunkt vor SA.-S. sicher festzulegen war sehr schwierig, da die Lautstärken trotz oftmaliger Verstärkung gering waren.

Ist der Himmel völlig wolkenlos, so beginnt der Abfall der Peilkurve 15 bis 20 Minuten vor SA.-E. (3. 6. 1917, Peilkurve Nr. 2).

Die Kurve erreicht ihre Gipfelpunkte in Abständen von ungefähr 10 zu 10 Minuten. Bei klarem Wetter liegt g zeitlich etwa in der Mitte zwischen den beiden Tiefpunkten b und m; bei bedecktem Himmel

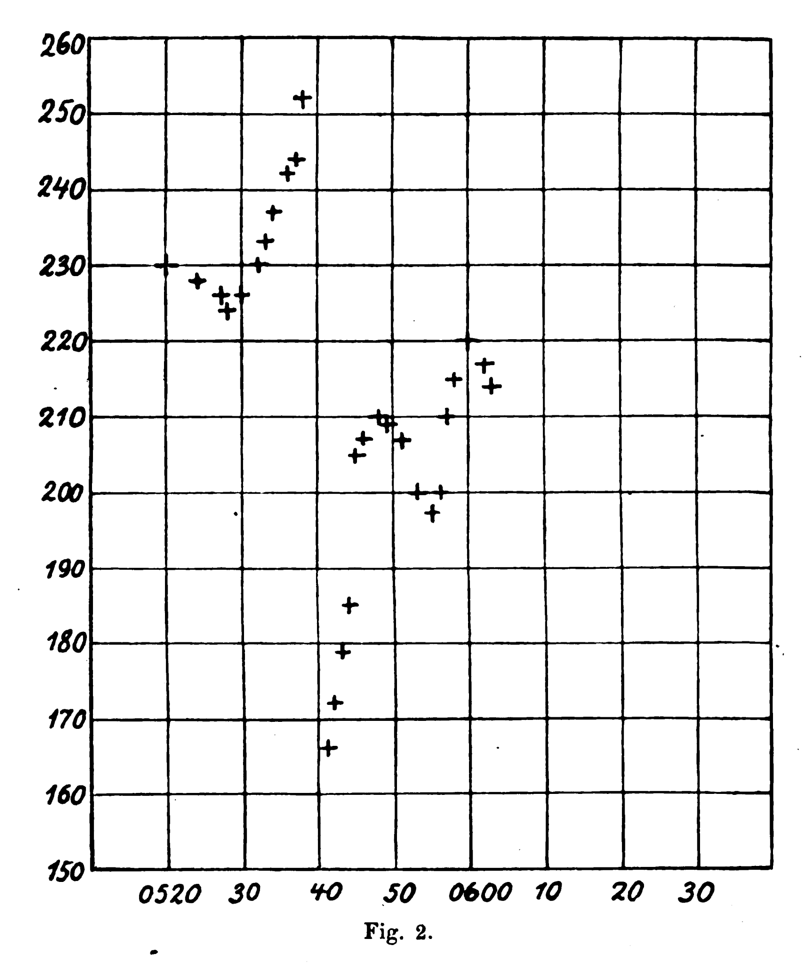


Fig. 2.

treten Verschiebungen von g ein. Der Gipfelpunkt g kann über oder unter dem Sollwert liegen ($\pm 10^0$); Wolkendecken oder klarer Himmel sind dafür maßgebend. Der Tiefpunkt b braucht keineswegs die Zeit geringster Lautstärke zu sein. Die Abweichung der Tiefpunktsgradzahl vom Sollwert kann für die einzelnen Tiefpunkte verschieden ausfallen. Anstatt b kann d oder f tiefer liegen.

Zeit	Peilwinkel	Zeit	Peilwinkel
0513	230°	0542	198°
16	229°	43	192°
17	227°		Lautstärke fällt
19	224°	46	195°
20	223°	47	197,5°
22	222°	48	200°
25	217,5°	49	198,5°
26	215,5°	50	196°
27	212,5°		Lautstärke fällt
28	207,5°	59	224°
29	202,5°	0600	226°
30	194°	01	227°
31	177,5°	02	229°
SA.-E.	—	03	227,5°
33	178,5°	04	225°
34	187°	06	227,5°
35	190°	07	230°
36	192,5°	08	230°
38	198,5°	10	230°
39	203,5°	11	228°
40	206°	|	|
41	203°		

In der Abfallszeit, d. h. in der zeitlichen Entfernung des Punktes a_1 vom Tiefpunkte b_1 und damit der Steilheit dieses Kurvenastes, scheint ein Unterschied zu sein zwischen Frühling und Sommer.

Winterbeobachtungen fehlen. Im Frühjahr scheint der Abfall früher einzusetzen als im Sommer.

Aranjuez: Welle 2200 m — Peilwert 225°.

Die Peilkurven ließen nicht so ausgeprägte Gesetzmäßigkeiten wie die Madridkurven (1650 m) erkennen. Die Tiefpunkte der 1650- und 2200 m-Kurve fallen vielfach nicht zusammen. Nur bei Bewölkung in größeren Höhen zeigten mitunter die Peilkurven von Madrid und Aranjuez dasselbe Verhalten.

Barcelona: Welle 2600 m — Peilwert 212°.

Der Abfall der Peilkurve beginnt immer vor dem Kurvenabfall von Aranjuez, dieser wieder oft vor Madrid, so daß also die Stationen ihre erste größere und erste geringere Lautstärke nacheinander haben (Gipfel- und Tiefpunkte der Kurven!). Ich verweise auf die nachfolgenden Zahlenwerte der Peilwinkel der drei Stationen (2. 5. 1907, klar, kühl, ausgeprägter Dunsthorizont).

Der Steilabfall der Peilkurve, der bei Ci-Bedeckung bei Madrid eintrat, war mitunter bei Aranjuez ebenfalls vorhanden, jedoch trat er einige Minuten (je nach der Wetterlage!) vor dem Abfall von

Zeit	Peilwinkel		
	Madrid	Aranjuez	Barcelona
0547	231°	218°	211°
54	234°	214°	194°
0600	239°	212°	181°
05	242°	216°	150°
06	243°	213°	?
07	—	208°	—
08	244°	—	—
11		SA.-Empfänger	
15	213°	197°	?

Fig. 3.

Madrid ein. Es kamen jedoch Fälle vor, bei denen Madrid den Anstieg kurz vor dem Steilabfall zeigte, der Verlauf der Aranjuezkurve aber ganz normal (wolkenloser Tag) war. Der Gipfelpunkt *g* trat bei beiden Stationen jedoch gleichzeitig auf; zweimal erreichten alle 3 Stationen gleichzeitig *g*.

Würde man Lautstärke- und Richtungsschwankungen bildlich darstellen, so würde man für Schwankungen beider fast dieselben Kurven erhalten. Jede Abweichung des Peilwertes (ob im positiven oder negativen Sinne) vom Sollwert ist eine Lautstärkeschwächung.

Empfangsstörungen:

Mit dem Einsetzen des Abfalles der Peilkurve traten regelmäßig sehr starke luftelektrische Empfangsstörungen auf. Sobald das heftige Schnarren und Poltern einige Zeit gedauert hatte, begann der Abfall der Kurven der Empfangsstörungen, Lautstärke und Peilungen. — Die Luftstörungen stehen in Zusammenhang mit den veränderten elektrischen Zuständen in den höcheren Schichten. Zwei Raumgebiete mit verschiedener Ionisation stoßen dort (S. A.-E.) zusammen und die Vorgänge in den Grenzflächen werden nicht ohne Einfluß auf die erdnahen Schichten bleiben. Beim Vorrücken dieses Grenzgebietes bildet sich auf der Erde ein ganz charakteristischer Luftstörungstyp aus.

2. Sonnenuntergang.

Die Beobachtungen bei Sonnenuntergang-Empfänger wie -Sender (SU.—E. und SU.—S.) sind nicht sehr zahlreich, da ich von den Sendezeiten der einzelnen Stationen abhängig war. Doch zeigten sich bei SU. niemals solche extremen Richtungsschwankungen wie bei SA. So betrug z. B. für Madrid (1650 m) der Peilwert 220°, d. h. eine Abweichung um 10° vom Sollwert. Die Abweichungen stellten sich auch nur ganz allmählich ein. Bei SU.-S. (Madrid) stieg der Peilwert oft auf den Sollwert an, um dann später den endgültigen Nachtwert anzunehmen.

Besonders auffallend waren im Bereich der kurzen Wellen die Lautstärke- und Richtungsschwankungen von oberitalienischen Stationen. Während bei Tage fast niemals eine der Stationen zu hören war, wuchs nachts die Lautstärke zu bedeutender Größe. Richtungs- wie Lautstärkeänderungen (Wellen um 1000 m!) vollzogen sich nachts auffallend rasch. Die Schwankungen besaßen je nach der Wetterlage bald ein größeres, bald ein geringeres Ausmaß; sie waren gering, wenn sich entweder ein Hochdruckgebiet (Zunge) von Westen her über das



Alpengebiet erstreckte oder überhaupt das südliche Mitteleuropa unter dem Einfluß eines größeren Hochdruckgebietes stand. Die Schwankungsbreite betrug im Höchstfalle $\pm 25^0$, im niedrigsten Falle $\pm 3^0$ bis $\pm 5^0$.

II. Lange Wellen.

1. Sonnenuntergang.

a) Sender westlich vom Empfänger.

Lyon: Welle 5000 m — Peilwert 217^0.

Sobald die Sonne an der Empfangsstation (Straßburg) untergegangen ist, beginnt die Peilkurve ihren Anstieg, erreicht ihren Gipfelpunkt ungefähr zur Zeit des SU.-S. Hierauf beginnt entweder ein

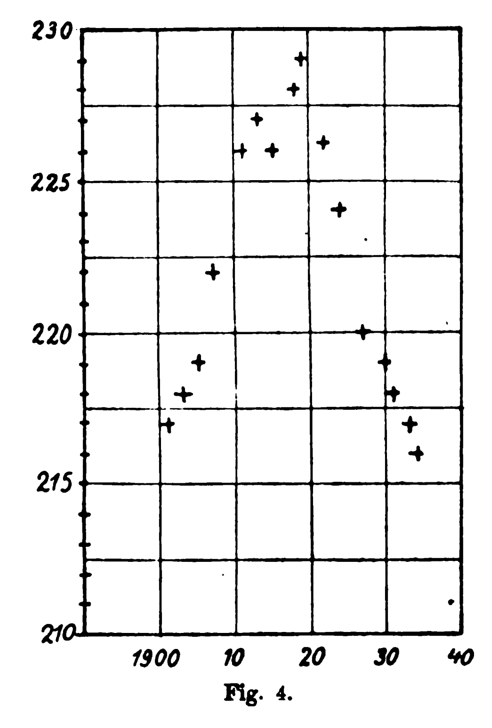


Fig. 4.

langsamer Abfall der Kurve nach dem Sollwert zu oder die Werte pendeln hin und her und stellen sich dann nach einiger Zeit auf den Nachtwert ein, der oft 10^0 tiefer oder 10^0 höher als der Sollwert liegen kann. Zur Zeit des Höchstwertes traten scharfe, knackende Luftstörungen auf. Eingipflige Peilkurven gingen mitunter in zwei-

gipflige über; dasselbe wiederholte sich auch bei Peilkurven von Königswusterhausen. Eine Peilkurve von Lyon sei hier wiedergegeben (Nr. 3: 2. 4. 1917, heiter, etwas böig).

Zeit	Peilwinkel	Zeit	Peilwinkel
1901	217° SU.-E	1922	226°
02	217°	24	224°
03	218°	26	223°
05	219°	27	220°
07	222°	30	219°
09	225°	31	218°
11	226° SU.-S.	32	218°
13	227°	33	217°
14	226°	34	216°
15	226°	36	216°
18	228°	38	216°
20	229°		

b) Sender östlich vom Empfänger.

Königswusterhausen: Welle 5300 m — Peilwert 42°.

Kurz vor SU.-S. trat eine geringe Abnahme des Sollwertes um 2° ein. Während nun die Dämmerungszone zwischen Sender und Empfänger fortschreitet, steigt die Peilkurve dauernd an und erreicht ihren Gipfelpunkt zur Zeit SU.-E. Der Gipfelpunkt kann kurz vor oder nach SU.-E. liegen oder fällt mit ihm zusammen — je nach der Wetterlage (siehe auch Lyon).

Königswusterhausen: Peilkurve vom 28. 3. 1917 (Nr. 4.) Wolkenlos. Nacht vom 28./29. sternenklar, kalt.

Zeit	Peilwinkel	Zeit	Peilwinkel
1821	42°	39	46°
23	42°	41	47°
26	41°	42	48°
28	42° SU.-S.	46	48,5°
30	43,5°	51	48,5° SU.-E.
32	44°	1907	43,5°
35	45°	12	45,5°
37	46°		

Peilkurve vom 31. 4. 1917 (Nr. 5). Bedeckt, Regenböen. Empfang schwankend.

Zeit	Peilwinkel	Zeit	Peilwinkel
1833	SU.-S.	47	48°
34	40°	48	49°
35	40°	49	50°
36	41°	51	50°
39	43,5°	52	50,5°
41	45°	54	48,5°
43	45,5°	55	48,5°
45	46,5°	56	SU.-E.
46	47°	59	48°

Fig. 5.

2. Sonnenaufgang.

Bei SA.-S. (Königswusterhausen) hatte der Peilwert noch seinen Nachtwert, ging dann aber, während die Zone des Sonnenaufganges fortschritt, auf den Tageswert herab. Die Einstellung auf den Tageswert war bei langen Wellen noch einige Zeit nach SA.-E. geringen Schwankungen unterworfen ($\pm 2^\circ$).

Peilkurve (Königswusterhausen) vom 20. 4. 1917.

Zeit	Peilwinkel	Zeit	Peilwinkel
0558	48°	0615	47°
0605	50°	20	46°
10	49°	30	43°
13	48°	32	SA.-E.

Es sei hier noch verwiesen auf die Untersuchungen von A. Hoyt

Taylor[1]) über Richtungsschwankungen bei langen ungedämpften Wellen (13600 bis 15700 m).

Einfluß des Mondes.

Auch die Mondauf- und -untergänge machten durch Richtungs- und Lautstärkeschwankungen ihren Einfluß geltend. Einige Male wurden auch bei Meridiandurchgängen des Mondes (Vollmond) außergewöhnliche Abweichungen festgestellt. Die Erscheinungen bei Mondauf- und -untergängen waren derart, daß man, ohne die Zeiten des Auf- und Unterganges selbst zu wissen, im Laufe der Beobachtungen sagen konnte: „Jetzt steht der Mond im Horizont!". Es handelt sich nicht um einige, sondern um Hunderte von Beobachtungen. Alle Peilungen zur Zeit des Mondauf- oder -unterganges am Empfangsort sind daher immer mit größeren oder kleineren Fehlern behaftet. — Die Peilkurven von Madrid (6., 8., 10. April 1917. Nr. 6) zeigen den Einfluß der Horizontstellung des Mondes.

Zeit	6. April	8. April	10. April
0525	228°	—	230°
28	229°	—	—
30	229°	222°	233°
32	230°	221°	—
34	231°	220°	232°
35	232°	215°	—
37	232°	?	230°
38	233°	MA.-E.	229°
40	234°	?	225°
41	—	I	221°
42	236°	I	216°
43	233°	I	—
44	232°	I	211°
45	—	214°	207°
46	—	214°	205°
47	222°	211°	—
48	213°	206°	—
50	209°	205°	201°
51	204°	—	—
53	200°	—	—
SA.-E.	0600	0556	0552

Verwickelte Verhältnisse ergeben sich bei gleichzeitigen Horizontstellungen von Sonne und Mond. Sollte es sich bei diesem Einfluß des Mondes um Einflüsse der Änderungen der erdmagnetischen Elemente

1) Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14. S. 228. 1920.

(Mondvariationen) handeln? Die Kurve der Variationen zeigt Maxima, wenn sich der Mond im Horizont befindet, Minima bei der unteren und oberen Kulmination. Die Lautstärke der Stationen war bei Mond-

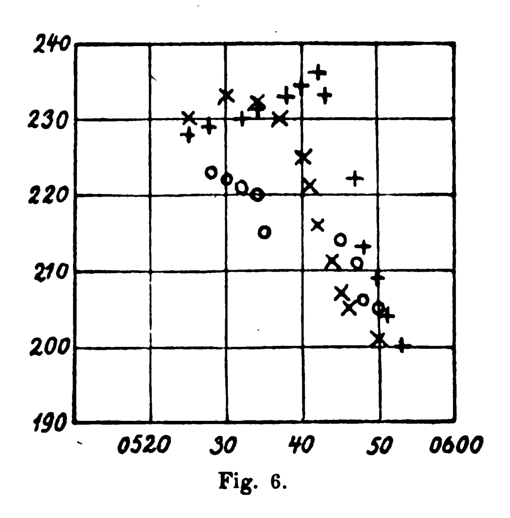


Fig. 6.

auf- und -untergang geringer als vorher und nachher. Der Einfluß des Mondes war bei allen von mir untersuchten Wellen, d. h. bis zu 7000 m, vorhanden.

Zusammenfassung.

Die Änderungen in den unteren Schichten der Atmosphäre (Druckgebiete, Grenzflächen, Grenzschichten) haben auf elektrische Wellen einen erheblichen Einfluß. Lage, Mächtigkeit solcher Grenzflächen und Schichten und angewandte Wellenlängen sind dabei ausschlaggebend. Die meteorologischen Veränderungen im *Ci*-Gebiet beeinflussen die Lautstärke und die Richtung der ankommenden Welle, ebenso die Auf- und Untergänge von Sonne und Mond. Die Richtungs- und Lautstärkeschwankungen sind nur nachts vorhanden und vollziehen sich bald schnell, bald langsam. Zur Erklärung der Lautstärke- und Richtungsschwankungen sind die Verhältnisse in den erdnahen Schichten von größter Bedeutung.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Schwingungserzeugung mittels Vakuumröhren.

Die Bell Telephone Manufacturiug Co. Société Anonyme in Antwerpen hat sich durch D. R. P. 344 150, ausgegeben am 18. November 1921 einen Schwingungsgenerator mit Vakuumröhre mit Rückkopplung schützen lassen, für den die Unionspriorität vom 1. Juni 1915 (Amerika) beansprucht ist; die Schaltung ist in Fig. 1 dargestellt. Der Kon-

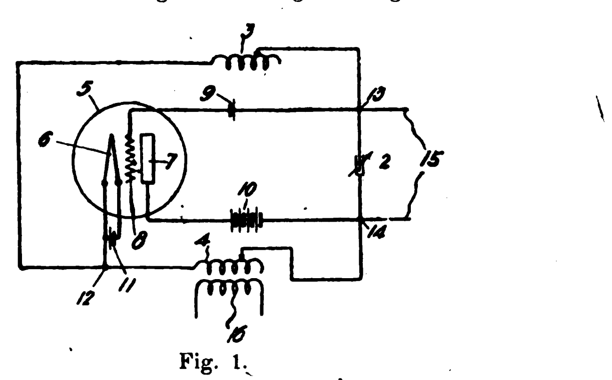


Fig. 1.

densator 2 und die Induktanzen 3 und 4 bilden einen elektrisch abgestimmten Stromkreis. Das Gitter 8 der Vakuumröhre 5 ist mit einer Klemme des Kondensators 2 über eine Polarisationsbatterie 9 verbunden, während die Anode 7 mit der anderen Klemme des Kondensators 2 über Batterie 10 in Verbindung steht. Die Kathode 6, die von der Batterie 11 gespeist wird, ist mit einem Punkt 12 verbunden, der auf halbem Wege zwischen den beiden Klemmen des Kondensators 2 liegt. Mit der Induktanz 4 kann eine Induktanz 16 gekoppelt sein, um die erzeugten Schwingungen auf einen Arbeitskreis zu übertragen, die erzeugte Hochfrequenzenergie kann aber auch von der Leitung 15 entnommen werden. Die Spule 16 könnte ebensogut auch mit der Spule 3 gekoppelt sein. Der Vorteil dieser Schaltungsanordnung liegt in der parallelen Anordnung der Kapazität 2 des Schwingungsstromkreises mit der durch die Anode 7 und das Gitter 8 gebildeten Kapazität. Die letztere Kapazität ist im Vergleich zur ersteren gewöhnlich klein, doch größer als die durch den Hitzdraht 6 und das Gitter gebildete. Bei dieser Parallelschaltung bildet die Hauptkapazität der Röhre 5 mit derjenigen des Schwingungsstromkreises

eine einzige Kapazität und verbindet sich also nicht mit einer Induktanz, um einen zweiten Schwingungsstromkreis zu bilden, in welchem Schwingungen hervorgerufen würden, deren Periode von derjenigen der zu erzeugenden Schwingungen verschieden wäre.

Das D. R. P. 343060, ausgegeben am 27. 10. 21, patentiert vom 19. 5. 18 ab, des Dipl.-Ing. Wilhelm Hahn in Berlin-Steglitz betrifft eine Schaltungsanordnung von Vakuumröhren für die Schwingungserzeugung und bezweckt, zu ermöglichen für die Heizung des Glühfadens der Röhre die gleiche Wechselstrommaschine zu benutzen wie zur Erzeugung der Anodenspannung. Dies ist deswegen nicht ohne weiteres möglich, weil jedesmal, wenn von der Röhre elektrische Wellen ausgesandt werden sollen, also der Anodenkreis geschlossen wird, ent-

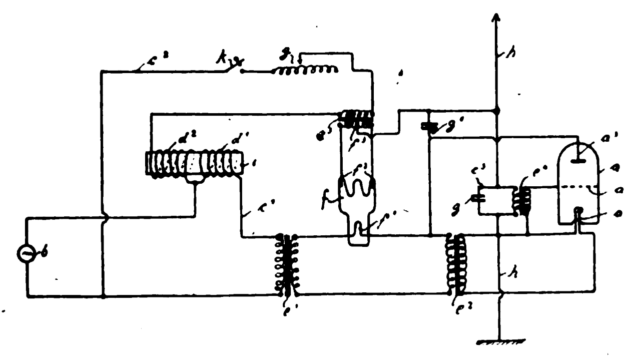


Fig. 2.

sprechend der um die ausgestrahlte Energie vergrößerten Belastung der Maschinen die Klemmenspannung derselben und somit die Stärke des Heizstromes der Röhre verringert wird. Dieser muß aber bekanntlich völlig konstant bleiben, da eine nur geringe Änderung derselben eine erheblich größere Änderung des Anodenstromes hervorruft, so daß, wenn der Heizstrom unter den normalen Wert sinkt, die Antennenenergie stark abfällt. Hahn schlägt nun vor, den Heizstrom dadurch konstant zu halten, daß die beiden Stromkreise, die von der Maschine zur Glühkathode und zur Anode führen, parallel geschaltet sind und je eine Drosselspule (d_1 d_2 in Fig. 2) von geeigneten Abmessungen enthalten, die über den gleichen Eisenkern (i) gewickelt und gegeneinander geschaltet sind. In Fig. 2 stellt a die Vakuumröhre (Sendelampe) und b die Wechselstrommaschine dar, die auf die beiden parallel geschalteten Stromkreise c_1 und c_2 arbeitet. f ist ein Gleichrichter, f_1 der Heizfaden desselben. e_1 und e_2 Transformatoren

für die Glühkathode f_1 des Gleichrichters und die Glühkathode a_1 der Sendelampe, e_3 ein Transformator für den Gleichrichter, und endlich k ein Taster. Solange keine Wellen nach außen gestrahlt werden sollen, ist der Taster k und somit der Stromkreis c_2 geöffnet, die Drosselspule d_2 ist daher stromlos, während die Drosselspule d_1 vom Heizstrom durchflossen wird und zufolge der elektromagnetischen Feldwirkung des Eisenkerns i einen erheblichen induktiven Widerstand besitzt. Sollen Zeichen gegeben werden, so wird der Taster k niedergedrückt und somit der Stromkreis c_2 geschlossen. Die in der Maschine

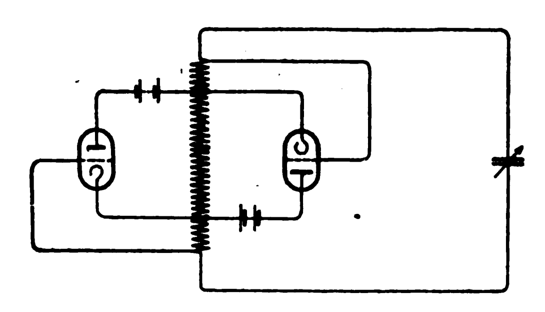


Fig. 3.

f erzeugten Wechselströme durchfließen daher nicht mehr nur die Drosselspule d_1 und den Glühfaden a_1, sondern auch die Drosselspule d_1 und den Transformator e_3; infolge des eingeschalteten Gleichrichters f entsteht an der Anode a_3 der Sendelampe a eine Gleichspannung, und es werden dann mit der Röhre a in Rückkopplungsschaltung Schwingungen erzeugt. Die Drosselwirkung der beiden Spulen d_1 und d_2 hebt sich dann gegenseitig auf, es bleibt daher der Heizstrom trotz des durch die Belastung durch die Sendeenergie bedingten Schwingungsabfalls der Maschine der Heizstrom konstant, wenn die Verhältnisse richtig gewählt worden sind.

Das vom 10. Januar 1918 datierte, am 24. September 1921 ausgegebene D. R. P. 307 055 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin betrifft eine Schaltung für Kathodenstrahlröhren zur Schwingungserzeugung, deren Wesen darin besteht, daß zwei Röhren verwendet werden, die derartig gegeneinander geschaltet sind (siehe Fig. 3), daß im Erregerkreis ein sinusförmiger Strom entsteht. Die Schaltung kann unter Verwendung geeigneter Selbstinduktionen so getroffen werden, daß die Kathodenpunkte oder die Anodenpunkte oder die Gitterpunkte zusammenfallen. An Stelle zweier Röhren kann auch

eine Röhre mit einer einzigen Kathode verwendet werden, zu der symmetrisch zwei Gitter und zwei Anoden angeordnet sind (siehe Fig. 4) oder eine Röhre mit einer einzigen Anode, zu der symmetrisch zwei

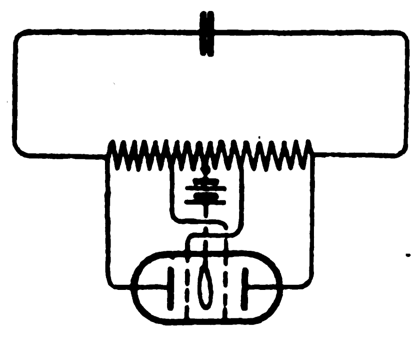


Fig. 4.

Kathoden und zwei Gitter angeordnet sind. Die Vorteile dieser Anordnungen sollen in einem größeren Wirkungsgrad und in einer wesentlich größeren Wellenreinheit bestehen, welche letztere durch den sinusförmigen Verlauf des Anodenstromes begründet ist.

Das D. R. P. 341 288 derselben Gesellschaft, patentiert vom 25. 4. 20 ab, ausgegeben am 29. 9. 21 betrifft eine Schaltung zur Erzielung größter Konstanz des Heizstromes bei Glühkathodenröhren zur Schwingungserzeugung. Der Glühfaden der Röhre (siehe Fig. 5) wird dabei an eine Art Kaskadenschaltung von Variatoren angeschlossen, derart. daß unmittelbar über der zur Verfügung stehenden Spannung eine Reihenschaltung eines Eisendrahtwiderstandes und eines konstanten Widerstandes angeschlossen ist, an welch letzteren der Glühfaden in Reihe mit einem zweiten Eisendrahtwiderstand liegt. Der konstante Widerstand soll dabei aus einem Material mit dem des Eisenwiderstandes möglichst gleichen Temperaturkoeffizienten gewählt werden, um die Stromstärke im Glühfaden von Schwankungen der Außentemperatur möglichst unabhängig zu machen.

Dieselbe Gesellschaft hat sich durch D. R. P. 340 600, patentiert vom 8. 2. 20 ab, ausgegeben am 14. 9. 21, eine Prüfeinrichtung für mit Rückkopplung arbeitende Kathodenröhren schützen lassen, deren Wesen darin besteht, daß im Anodenkreis ein Präzisionsmeßinstrument, z. B. ein Milliamperemeter, eingeschaltet ist, zum Zwecke, aus den Ausschlägen dieses Meßinstrumentes den Grad der Rückkopplung erkennen zu können. Die Einschaltung des Meßinstrumentes im Anoden-

kreis bietet ferner die Möglichkeit, auch den Emissionsstrom messen zu können, indem zu diesem Zwecke zwischen Gitter und Anode ein Kurzschließer eingebaut wird.

Das D. R. P. 341 565 von Dr. Heinrich Hörig in Stuttgart, patentiert vom 6. 9. 18 ab, ausgegeben am 4. 10. 21, betrifft eine Anode für Senderröhren; innerhalb der Röhre ist ein besonderer, zweckmäßig ebenfalls röhrenförmiger Körper aus Glas oder ähnlichem Material mit einem aus Metall, vorzugsweise Silber oder Platin bestehenden Überzug

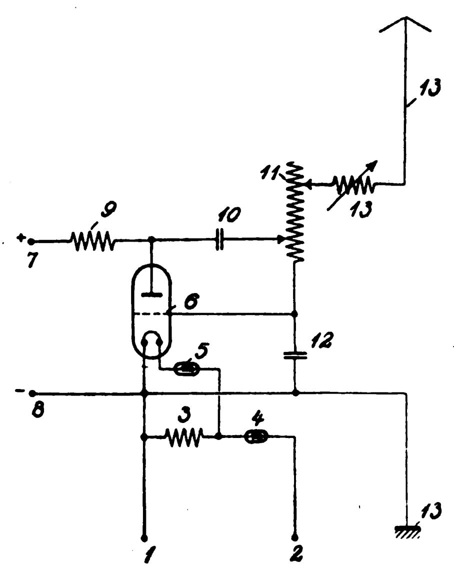


Fig. 5.

angeordnet, der nach einem ein gutes Haften verbürgenden Verfahren auf den Körper aufgebracht ist. Der Träger des Metallüberzuges kann aus Quarz oder blasbarem (Rosenthalschen) Porzellan bestehen, während der Metallüberzug mittels Bestäubung (Kathodenzerstäubung) aufgebracht wird.

Die Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin hat sich durch D. R. P. 341 535, patentiert von 22. 2. 17 ab, ausgegeben am 3. 10. 21, eine Vakuumröhre zur Verstärkung oder Schwingungserzeugung schützen lassen, bei der der Anodenfall durch Anordnung einer zu erhitzenden Metallsalzschicht oder einer radioaktiven, vorzugsweise α-strahlenden Substanz an der Anode oder durch Erzeugung von sekundären Röntgenstrahlen oder von Kanalstrahlen in der Anodenoberfläche herabgesetzt ist.

Das D. R. P. 341 799 der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und des Dr. Siegmund Loewe in Berlin, patentiert vom 28. 9. 17 ab, ausgegeben am 8. 10. 21, betrifft eine Vakuumröhre, bei der zwecks Erzielung der zum Glühen der inneren Metallteile erforderlichen starken Elektronenströme zusätzliche, wesentlich stärkere Elektronenquellen im Innern der Röhre vorgesehen sind, als zum normalen Betrieb erforderlich sind. Diese zusätzliche Elektronenquelle kann durch mehrere, dem Hauptglühfaden gleiche und parallel angeordnete Glühfäden gebildet werden.

Die Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin hat ein D. R. P. 341 746, patentiert vom 11. 5. 18 ab, ausgegeben am 7. 10. 21, erhalten auf eine Entladungsröhre mit glühender Kathode und zwei oder mehreren Gitterelektroden, wobei die Gitterelektroden gegenseitig oder mit anderen in den Entladungsgefäßen vorhandenen Elektroden unter Zwischenschaltung von innerhalb der Röhre oder ihres Sockels angeordneten Widerständen verbunden sind, zu dem Zweck, die Zahl der Zuleitungskontakte zu verringern. Dabei ist zwischen dem einen Ende des Glühfadens und dem zum positiven Pol der Heizbatterie führenden Kontakt ein Widerstand eingeschaltet, an dessen Verbindungspunkt mit der Heizbatterie die mit positiver Ladung zu versehende Gitterelektrode angeschlossen ist. Es kann auch das mit positiver Ladung zu versehende Hilfsgitter unter Zwischenschaltung eines Widerstandes an die Anode angeschlossen werden.

Dr. Heinrich Barkhausen in Dresden-Plauen hat ein D. R. P. 343 703, patentiert vom 11. 5. 18, ausgegeben am 7. 11. 21, erhalten auf eine Schaltungsanordnung für Überspannungsschutz in Stromkreisen mit Röhrengeneratoren. Das Wesen dieser Schaltung besteht darin, daß eine Sicherheitsfunkenstrecke (k) derart angeordnet ist (siehe Fig. 6), daß sie von der Gleichstromhochspannungsquelle (f) durch einen Kondensator (h_2) oder einen Transformator oder eine ähnliche für Gleichstrom undurchlässige Vorrichtung getrennt ist, so daß der Funken zwischen zwei Punkten des Hochfrequenzkreises überschlägt, wo er unschädlich ist.

Johannes Nienhold in Berlin hat zwei Patente: 341 462, patentiert vom 13. 2. 20 ab, ausgegeben am 3. 10. 21, und 342 609, patentiert vom 29. 1. 18, ausgegeben am 20. 10. 21 erhalten, die sich auf Anordnungen zur Erzeugung nieder- oder hochfrequenter Schwingungen mittels einer Entladungsröhre beziehen. Gemäß dem erstgenannten Patent wird die Verbindung zwischen dem Schwingungskreis und der Röhre derart hergestellt, daß im Schwingungskreis nur

ein Teil der Entladungsstrecke der Röhre liegt, welcher entweder von der Anode und einer eingeschobenen Hilfselektrode oder von zwei solchen Hilfselektroden begrenzt ist. Im Schwingungskreis liegen hierbei der genannte Teil der Entladungsstrecke, eine Kapazität und eine Selbstinduktion, in Reihe hintereinander. Die Röhre kann dabei anstatt mit Gleichstrom auch mit niederfrequentem Wechselstrom gespeist werden, der den beiden Endelektroden zugeführt wird. Letztere dienen abwechselnd als Anode und Kathode, wenn die erwähnten beiden Hilfs-

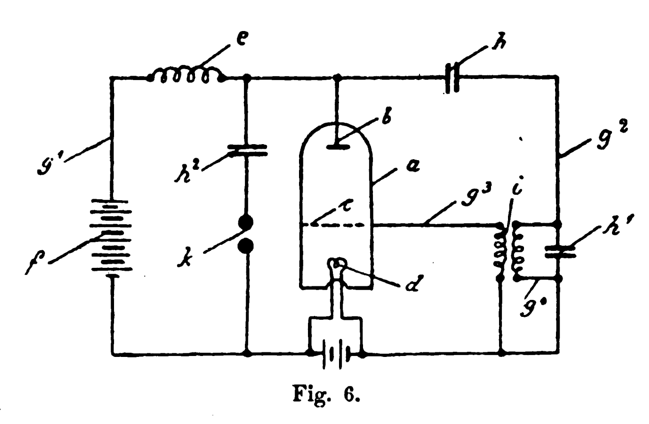


Fig. 6.

elektroden benutzt werden. Gemäß dem zweitgenannten Patent wird eine Entladungsröhre benutzt, bei der an Stelle der Glühkathode ein in Metalldampf (Quecksilber, Kalium usw.) brennender Licht- oder Glimmbogen verwendet ist. Dieser Licht- oder Glimmbogen brennt mit konstanter Spannung und Stromstärke, ohne also von außen beeinflußt zu werden. Er bildet also eine mit Glühkathode nicht zu vergleichende, äußerst reichhaltige Quelle von negativen Ionen und Elektronen. Nur diese Ionen und Elektronen, nicht aber die Lichtentladung selbst, werden durch das Steuergitter beeinflußt, welches die Rückkopplung mit dem Schwingungskreis herstellt. Das Steuergitter wird vorteilhaft auf der Außenseite der Röhre oder im Innern derselben in einer Faltung der Wandung angeordnet, so daß es nicht in direkte Berührung mit den Ionen- und Elektronenstrom tritt und infolgedessen nur kapazitiv auf letzteren wirkt.

Die Firma Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Kurt v. Wysiecki in Berlin haben ein D. R. P. 344 721, patentiert vom 9. 3. 18, ausgegeben am 28. 11. 21, erhalten auf eine Schaltungsanordnung zum Tonsenden und Tonempfang unter Verwendung ungedämpfter Schwingungen. Das

Wesen besteht darin, daß im Gitterkreis oder im Anodenkreis einer Vakuumröhre eine an sich bekannte Verzweigung von Kapazität und Ohmschem Widerstand angeordnet ist, welche derart bemessen oder

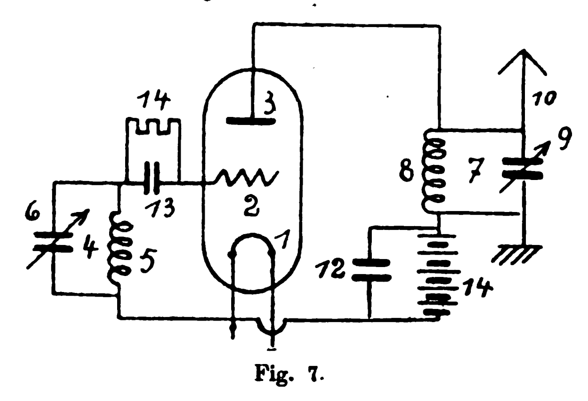


Fig. 7.

eingestellt wird, daß die Verstärkung eines bestimmten Tones oder Tonbereichs herbeigeführt wird. Die Bemessung der Verzweigung von Kapazität und Ohmschem Widerstand erfolgt dabei derart, daß das

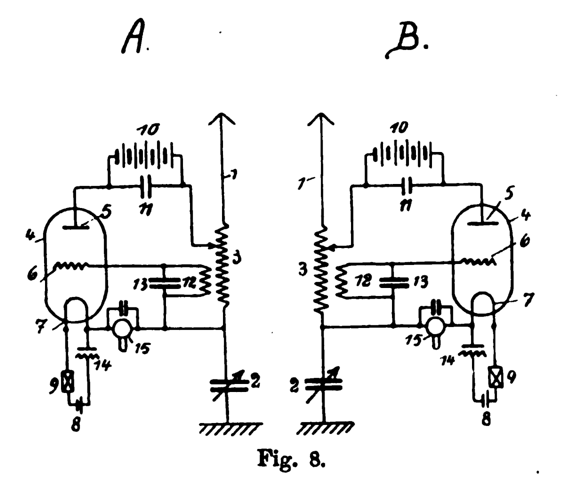


Fig. 8.

System zum Selbsttönen neigt, wobei der Interferenzton zwischen dem Fernempfang und der lokal erzeugten Schwingung gleich oder nahezu gleich demjenigen Ton gemacht wird, mit dem das System zum Selbsttönen neigt. Fig. 7 zeigt in einem Beispiel diese Schaltung; 13, 14 ist die erwähnte Verzweigung.

Durch D. R. P. 345 054, patentiert vom 31. 10. 17 ab, ausgegeben am 3. 12. 21, ist der Firma Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin eine Einrichtung zur drahtlosen Telephonie geschützt worden, bei welcher ungedämpfte Schwingungen mittels einer Vakuumröhre erzeugt werden; das Wesen besteht darin, daß das Mikrophon bzw. das mikrophonisch wirkende System in den Glühstromkreis der Röhre eingeschaltet ist. Das Telephon ist vorzugsweise unter Parallelschaltung eines Kondensators in die Verbindungsleitung von

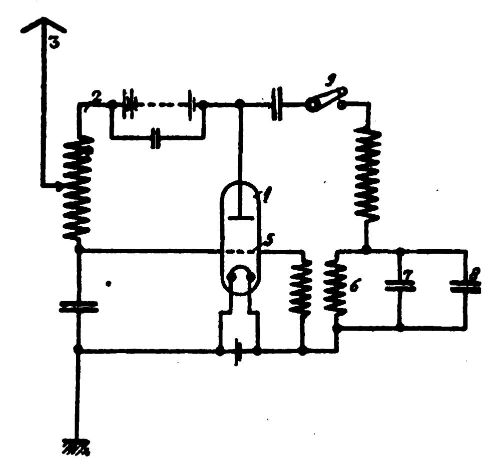


Fig. 9.

Gitterkreis und Anodenkreis mit der Glühkathode geschaltet. Die Anordnung bezweckt die Ermöglichung des Gegensprechens ohne Umschaltung. Fig. 8 zeigt die miteinander im Gegensprechverkehr stehenden Stationen *A* und *B*. 14 ist das Mikrophon, 15 das Telephon.

Einen Tonsender betrifft das D. R. P. 342 741 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin, patentiert vom 25. 10. 17 ab, ausgegeben am 22. 10. 21. Außer dem Hochfrequenzkreis eines Kathodengenerators ist ein auf die Tonfrequenz abgestimmten Schwingungskreis so verbunden, daß die Röhre selbst als Generator der das Gitter beeinflussenden tonfrequenten Wechselspannung dient. Der Tonkreis kann dabei entweder in Schwungradschaltung mit dem Anodenkreis der Röhre hintereinander geschaltet oder parallel zum Hochfrequenzkreis mit der Röhre verbunden sein. Endlich kann die Anordnung auch so getroffen werden, daß mit Hilfe eines Umschalters der Sender wahlweise für kontinuierliche Schwingungen und für Ton-

frequenzschwingungen benutzt werden kann. In Fig. 9 ist ein Ausführungsbeispiel dargestellt. Der Tonkreis 6 kann durch wahlweise Einschaltung verschiedener Kondensatoren 7 und 8 auf verschiedene Tonfrequenzen abgestimmt werden.

Das D. R. P. 342 742 der Firma Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin, patentiert vom 20. 10. 17 ab, ausgegeben am 22. 10. 21, betrifft einen Störsender, dessen Anordnung aus Fig. 10 ersichtlich ist. Mittels an sich bekannter rotierender Abstimmittel (durch Motor 14

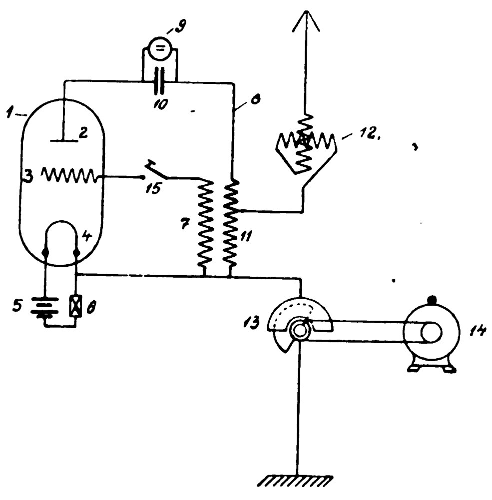


Fig. 10.

angetriebener Kondensator 13) wird bei einer Sendestation für ungedämpfte Schwingungen (Vakuumröhrengenerator 1 mit Rückkopplung 7) ein bestimmter Wellenbereich mit ungedämpften Schwingungen vollständig ausgefüllt, wobei durch besondere Hilfsmittel, z. B. durch Schalter 15, die mit den schwingenden oder rotierenden Abstimmmitteln gekoppelt sind, schmale Wellenbereiche für die Übermittlung eigener Nachrichten freigehalten werden. Statt einer Gleichspannungsquelle (9) kann zur Erzeugung der Störschwingungen auch ein Wechselstrom Verwendung finden.

Hochfrequenzmaschinen.

Das D. R. P. 344 888 der International General Electric Company Incorporated in New York, patentiert vom 1. 6. 20 ab, ausgegeben am 1. 12. 21, Unionspriorität 6. 12. 18, Amerika, betrifft eine Hoch-

frequenzmaschine, die mehrere unabhängige Felderregungsorgane besitzt, deren jedes die volle Felderregung zu liefern vermag, welche die Maschine zur Hergabe ihrer vollen berechneten Leistung befähigt. Die Maschine besitzt dabei ein in zwei halbkreisförmige Teile geteiltes Gestell, das einen Teil des Feldkörpers bildet, und eine oder mehrere Spulen von Halbkreisform, die den Umfang einer oder beider Hälften des Gestelles zwecks Erzeugung des Feldes der Wechselstrommaschine umschließen. Jede der halbkreisförmigen Spulen deckt dabei den

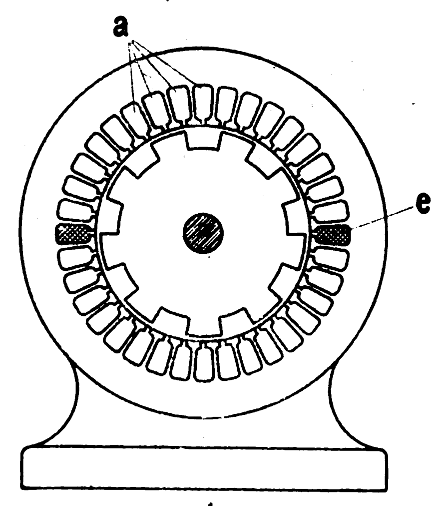


Fig. 11.

halben Umfang des geteilten Gestelles des Feldkörpers der Maschine, während die Rückkehrteile der Spulen an der Außenseite des Gestelles liegen. Die halbkreisförmigen Spulen werden am Gestell durch Klammern o. dgl. vor dem Zusammenbau der Maschine befestigt und können dann bei Beschädigung gewisser Spulen nach Entfernung nur eines Teils des Maschinengestelles wiederhergestellt oder entfernt werden.

Das D. R. P. 342 740 der C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof, patentiert vom 28. 2. 15 ab, ausgegeben am 22. 10. 21, betrifft eine weitere Ausbildung (Zusatzpatent) der Hochfrequenzmaschine nach D. R. P. 303 321 (vgl. Jahrb. **18**, S. 295). Das Wesen besteht darin, daß die Erregerwicklung (*e* in Fig. 11) innerhalb der für die Wechselstromwicklung indifferenten Zone an Stelle dieser Wechselstromwicklung (*a*) angeordnet ist.

Ein anderes Zusatzpatent zu dem gleichen Hauptpatent 303 321

derselben Firma bildet das D. R. P. 342 804, patentiert vom 8. 3. 16 ab, ausgegeben am 21. 10. 21. Hier wird auf dem Rotor eine Gleich-

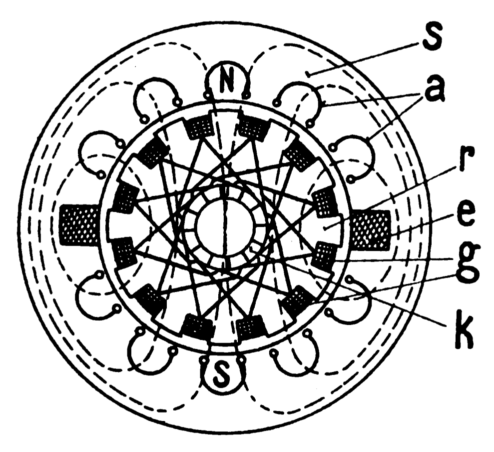


Fig. 12.

stromwicklung zum Erregen der Maschine vorgesehen, wobei zur Unterstützung des funkenfreien Arbeitens der Maschine die Gleichstrom-

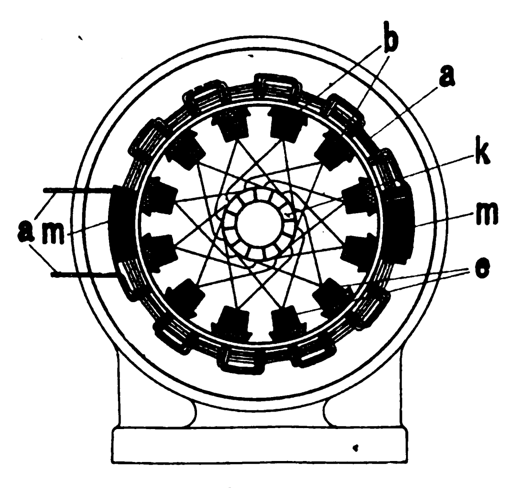


Fig. 13.

wicklung symmetrisch zu den Lamellen des Kommutators geführt ist (siehe Fig. 12).

Ein Zusatzpatent zu dem eben genannten Patent 342 804 (derselben

Firma) bildet das D. R. P. 342 805, patentiert von 17. 5. 16, ausgegeben am 21. 10. 21. Das Wesen besteht darin, daß der in den Nuten des Rotors angeordneten Wicklung Gleichstrom zugeführt wird, während die Magnetisierungswicklungen auf dem Stator an den für die Wechselstromwicklungen indifferenten Stellen in unmittelbarer Nähe des Rotors angeordnet sind (siehe Fig. 13). Hiermit wird bezweckt, die Maschinen als Einankerumformer für radiotelegraphische Stationen verwenden zu können.

Einen Zusatz zu dem eben behandelten D. R. P. 342 805 bildet das D. R. P. 342 806 derselben Gesellschaft, patentiert vom 26. 8. 16,

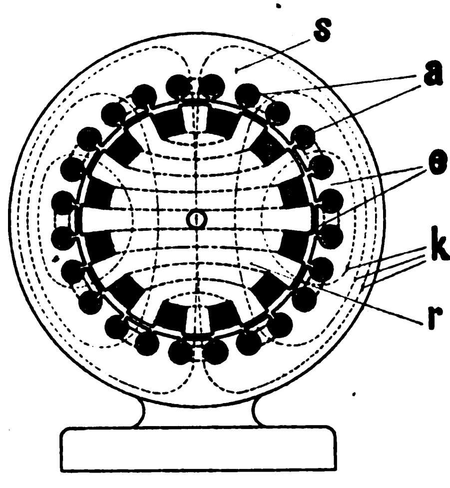


Fig. 14.

ausgegeben am 21. 10. 21. Hier besteht das Wesen darin, daß die Ankerzähne gegenüber der Wechselstromwicklung um weniger als $^3/_4$ einer Zahnteilung schräg gestellt sind; bezweckt wird hiermit, daß die Maschine in jeder Stellung des Rotors selbst anläuft.

Ein weiteres Zusatzpatent zu D. R. P. 342 805 bildet das D. R. P. 342 807 derselben Gesellschaft, patentiert vom 11. 8. 17, ausgegeben am 21. 10. 21. Es handelt sich dabei um ein Verfahren zum Betriebe von selbsterregten Wechselstrommaschinen als Einankerumformer und als Gleichstrom-Wechselstromgenerator; zwecks funkenfreien Arbeitens der Maschine wird dabei bei wechselseitigem Betrieb der Drehsinn des Rotors durch Umschalten der Maschine geändert. Hierdurch wird ermöglicht, die Maschine sowohl als Motor wie als Generator laufen zu

lassen, ohne die Bürsten beim Wechseln der Betriebsart verschieben zu müssen.

Ein solcher Einankerumformer bildet auch den Gegenstand des D. R. P. 341 079 derselben Gesellschaft, patentiert vom 11. 8. 17 ab, ausgegeben am 24. 9. 21.

Endlich hat die C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof noch ein D. R. P. 298 832, patentiert vom 17. 8. 16 ab, ausgegeben am 24. 9. 21, erhalten auf eine Hochfrequenzmaschine, bei der die Erregerwicklung auf dem Rotor angeordnet ist, während die induzierte Wicklung in Nuten des Stators liegt, so daß in diesem ein wechselndes, im Rotor

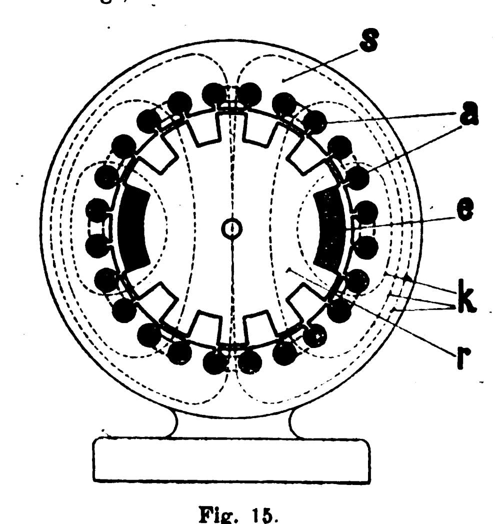


Fig. 15.

ein stillstehendes Feld entsteht. Die durch die Erregerwicklung gebildeten Hauptpole sind dabei in Hochfrequenzpole unterteilt, denen die Teilung der Nuten des Stators entspricht; und die Erregerwicklung ist dabei gleichmäßig auf dem Rotor verteilt in den Zahnlücken angeordnet. Fig. 14 zeigt diese Anordnung. Die Erregerwicklung kann aber auch nach Art eines Doppel-T-Ankers ausgeführt werden, wie in Fig. 15 dargestellt ist.

Anordnung zur Konstanthaltung der Antennenabstimmung.

Marconis Wireless Telegraph Company Ltd. in London hat ein D. R. P. 344 619, patentiert vom 8. 1. 21, ausgegeben am 28. 11. 21, Unionspriorität 11. 3. 20 England, erhalten auf eine Anordnung zur

Konstanthaltung der Antennenabstimmung. Bei schwach gedämpften Antennen, die stark mit Spulen belastet sind und die mit Kathodenröhren, Wechselstrommaschinen, Lichtbögen o. dgl. lose gekoppelt sind, kann die Wirkung des Windes auf die Antenne die Abstimmung derselben wesentlich verändern. Zur Konstanthaltung der Antennenabstimmung wird gemäß dem genannten Patent mit der Antenne und einem geschlossenen Schwingungskreis ein kleiner Motor kombiniert, der einen Kurzschlußrotor und einen Stator mit zwei rechtwinklig zueinander angeordneten Wicklungen besitzt, von denen die eine im

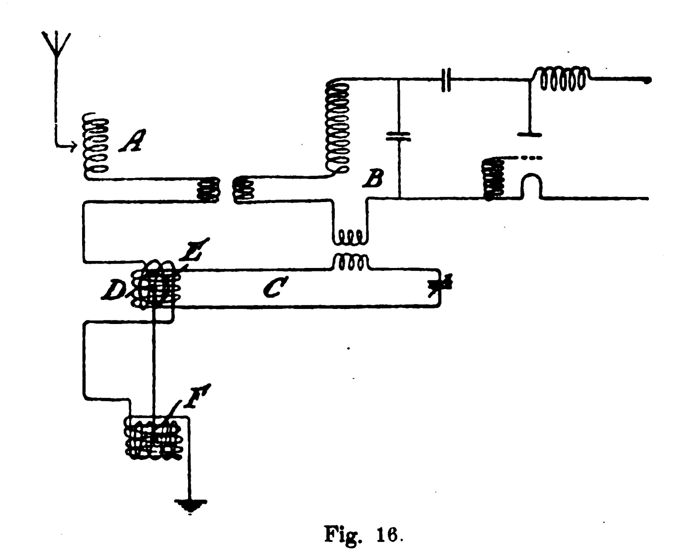


Fig. 16.

Antennenkreis und die andere im geschlossenen Kreis liegt, während der Kurzschlußrotor auf die zur Konstanthaltung der Abstimmung der Antennen dienenden Mittel im entsprechenden Sinne einwirkt. Wenn die Antenne genau mit dem geschlossenen Kreis abgestimmt ist, so erzeugen die beiden rechtwinklig zueinander stehenden Wicklungen kein rotierendes Feld, da die Ströme gleichphasig sind; wenn jedoch die Wellenlänge der Antenne sich ändert, so ändert sich auch die Phase des Antennenstromes, infolgedessen erzeugen die beiden Wicklungen ein rotierendes Feld, das je nach dem Sinne der Änderung der Wellenlänge der Antenne in der einen oder der anderen Richtung umläuft und den Kurzschlußanker in dem entsprechenden Sinne dreht. Auf der Ankerwelle kann dann ein Variometer, ein variabler Konden-

sator o. dgl. angeordnet und die Verbindung so gemacht werden, daß, wenn die Wellenlänge der Antenne wächst, das Variometer diese verringert, bis kein rotierendes Feld mehr auftritt, und umgekehrt, so daß die Wellenlänge der Antenne praktisch konstant gehalten wird. Fig. 16 zeigt ein Ausführungsbeispiel. *A* ist der Antennenkreis, *B* ein Schwingungskreis z. B. mit der Senderöhre (eventuell Hochfrequenzmaschine o. dgl.). *C* ist ein Schwingungskreis, der mit *B* gekoppelt und abgestimmt ist. *D* ist der Stator eines Asynchronmotors, dessen Kurzschlußrotor *E* ist, wobei *D* zwei Wicklungen unter rechtem Winkel besitzt, von denen die eine im Antennenkreis *A* und die andere im Schwingungskreis *C* liegt. *F* ist das Variometer in der Antenne, das vom Rotor *E* des Motors eingestellt wird.

Literaturverzeichnis.

Graf Arco, Electrician 87, 7, S. 214, 1921. Wireless Communication between Power Stations and Sub-stations.

Arkadiew, W., Phys. Ztschr. 22, 18, S. 511, 1921. Das Spektrum der magnetischen Permeabilität des Eisens im Bereiche von 1 cm bis 1 km.

— Ann. d. Phys. (4) **66,** 18, S. 110, 1921. Erklärungen zu der Arbeit von R. Gans, „Die Permeabilität des Nickels für kurze Hertzsche Wellen und die Messungen von Arkadiew.

Bair, W. H., Phys. Rev. (2) **16,** 5, S. 493, 1920. The Spectra of Compound Gases Flowing in Vacuum Tubes.

Bennett, J. J., Electrician 87, 5, S. 134, 1921. Systems of Direction Finding by Wireless.

Blake, F. C., Phys. Rev. (2) **16,** 6, S. 540, 1920. On the Effective Capacity and Resistance of a Condenser for High Frequency Currents.

Boyd, W. Forbes, Wireless World **9,** 35, S. 253, 1921. A Simple Machine for Winding Coils of Honeycomb Type.

Brand, H., Elektrot. Ztschr. **42,** 42, S. 1196, 1921. Vereinheitlichung des Versuchs- und Beschaffungswesens des Reichs auf dem Gebiet der Funktelegraphie.

Brenzinger, M., Phys. Ztschr. 22, 17, S. 491, 1921. Ein praktisch brauchbarer Kathodenstrahl-Oszillograph.

Brown, W. J., Wireless World **9,** 32, S. 159, 1921. A Comparison of the Self-Capacities of Single Layer and Multilayer Coils.

Brown, S. L. and C. E. Normand, Phys. Rev. (2) **16,** 4, S. 365, 1921. Characteristics of Vacuum Tubes.

Brunn, A., Elektrot. Rundsch. 38, 16, S. 93, 1921. Wirtschaftliche Aufgaben des drahtlosen Verkehrs.

Bültemann, A., Helios 27, 35, S. 413, 1921. Über elektrische Isolierstoffe, insbesondere Bakelitmaterial (Schluß).

Butterworth, S., Proc. Phys. Soc. London **33,** 5, S. 312, 1921. Capacity and Eddy Current Effects in Inductometers.

Campbell-Swinton, Alan A., Phil. Mag. 42, 250, S. 502, 1921. The Reception of Wireless Waves on a Shielded Frame Aerial.
Carpenter, Oswald J., Wireless World 9, 39, S. 381, 1921. Wireless Concerts in Aid of St. Dunstans.
Carsten, H., Phys. Ztschr. 22, 18, S. 501, 1921. Bemerkungen zur experimentellen Untersuchung an Telephonen.
Clinker, R. C., Electrician 87, 6, S. 172, 1921. A New Instrument for Measuring Frequency and Other Quantities.
Colpitts, E. H. and O. B. Blackwell, Electrician 86, 17, S. 485; 19, S. 551, 1921. Carrier Current Telephony and Telegraphy.
Colquhoun, Brian H., Wireless World 9, 39, S. 377, 1921. The Construction and Erection of a Mast.
Cooper, H. C., Wireless World 9, 1, S. 6, 1921. A Simple Variometer.
Coursey, Philip R., ebenda 28, S. 35. Some Notes on Wireless Reception.
— ebenda 29, S. 65. The Hague Concerts.
— ebenda 31, S. 127; 32, S. 164. Experimental Wireless Telephony.
— ebenda 34, S. 225; 35, S. 256; 36, S. 311. Loud speaking Telephones. II.
— ebenda 38, S. 339. The Design of Tuning Coils. II.
— ebenda 39, S. 371. Loud-speaking Telephones. III.
Crowther, Leonard H., ebenda 38, S. 344. Design of a Panel Tuner-Wavelength Range 600 to 3500 metres.
Curtis, Leslie F., Phys. Rev. (2) 16, 4, S. 369, 1921. Voltage Wave Analysis with Indicating Instruments.
Dent, H. B., Wireless World 9, 32, S. 168, 1921. Notes on Designing an Experimental Station.
Doetsch, Telefunken-Ztg. 4, 24, S. 15, 1921. Telefunken-Großstationen im Bau.
Donisthorpe, H. de A., Wireless World 9, 37, S. 308, 1921. The „Thermagnion“, a new Radio Detector.
Eccles, W. H. and W. A. Leyshon, Electrician 86, 25, S. 754, 1921. Some Thermionic Tube Circuits for Relaying and Measuring.
Edes, N. H., Wireless World 9, 34, S. 233; 37, S. 314, 1921. The Design of High-Frequency Resistance Amplifiers.
El. World 78, 6, S. 266, 1921. Radio Serves Western Power Companies.
— ebenda 7, S. 307. Signaling by Invisible Rays.
Electrician 86, 24, S. 718, 1921. Long Distance Wireless Transmission.
— ebenda S. 722. Radio Apparatus for the Mercantile Service.
— ebenda 87, 6, S. 185, 1921. Foreign Radio Telegraph Progress.
— ebenda 8, S. 241. High-temperature Phenomena of Tungsten Filaments.
Electricien 52, 1281, S. 351, 1921. Règlementation et redevances des postes radio-électriques.
E. u. M. 39, 21, S. 250, 1921. (Ref.) Bericht über die Tätigkeit des Telegraphen-Versuchsamtes in Berlin (1913—1918).
Elektrot. Ztschr. 42, 43, S. 1235, 1921. Neues Zeigermeßgerät für Frequenzen, Kapazitäten und Selbstinduktionen.
Erskine-Murray, J., Wireless World 9, 1, S. 9, 1921. The Greatest Problem in Radio.
Ettenreich, R., E. u. M. 39, 26, S. 313, 1921. Hochfrequenzverstärker und Rahmenantennen.

Fry, W. J., Wireless World **9**, 30, S. 100, 1921. A Power Buzzer.

Gewecke, H., Telefunken-Ztg. **4**, 24, S. 3, 1921. Hochfrequenztelephonie in Überlandzentralen.

Geyger, W., Helios **27**, 37, S. 442, 1921. Ein Verfahren zur Messung dielektrischer Energieverluste in Kondensatoren.

— ebenda 42, S. 497. Über die experimentelle Aufnahme und Darstellung von Wechselstromkurven in Polarkoordinaten.

Harms, F., Ann. d. Phys. (4) **66**, 17, S. 25, 1921. Gekoppelte Schwingungssysteme mit Selbsterregung.

Herd, J. F., Wireless World **9**, 1, S. 1; 2. S. 38, 1921. Telephony and its Application to Wireless: A Simple Explanation.

Hibberd, R. J., ebenda 34, S. 238. The Educational Value of Wireless in Elementary Schools.

Holborn, F., Ztschr. f. Phys. **6**, 5/6, S. 328, 1921. Über Versuche mit kurzen ungedämpften elektrischen Wellen.

Hull, Lewis M., Sc. Pap. Bur. Stand. Nr. 381, S. 259, 1920. An Electron Tube Transmitter of Completely Modulated Waves.

Hull, Albert W., Journ. Amer. Inst. El. Eng. **40**, 9, S. 715, 1921. The Magnetron.

Ind. Él. 29, 664, S. 79, 1920. Récepteurs Radiotélégraphiques de la Marine de guerre.

— ebenda 665, S. 93. Enregistrement des signaux horaires de la Tour Eiffel en vue de la détermination exacte de l'heure.

— ebenda S. 94. Surtensions électriques [produits par les oscillations persistantes.

— ebenda 666, S. 111. Le problème de la téléphonie multiple simultanée pratiquement résolu.

— ebenda 667, S. 131. Le développement rapide des applications de la téléphonie sans fil en aéronautique.

— ebenda S. 137. Sur quelques précautions à prendre dans l'emploi du radiogoniomètre.

— ebenda 668, S. 147. La Téléphonie sans fil aux États-Unis.

— ebenda 674, S. 271. Sur l'emploi de l'antenne basse en T. S. F. à grande distance.

— ebenda 675, S. 289. Circuits à oscillations entretenues.

— ebenda 684, S. 470. Le système Radiotélégraphique Poulsen.

Johnsen, A. and **K. Rahbek,** Electrician **86**, 23, S. 694, 1921. The Engineer 81, S. 600, 1921. Ref. El. Umsch. **9**, 19, S. 296, 1921. A Physical Phenomenon and Its Application to Telegraphy, Telephony etc.

Johnson, T., Proc. Inst. Rad. Eng. **9**, 5, S. 381, 1921. Naval Radio Tube Transmitters.

Kendall, G. P., Wireless World **9**, 31, S. 145, 1921. A Good Two-Valve Circuit for Telephony.

— ebenda 37, S. 307. An Anti-Noise Circuit.

— ebenda 40, S. 409. Earth Wireless.

Kitchin, E. W., ebenda 30, S. 99. Notes on Reception of the Dutch Concerts.

Lawton, G., ebenda 32, S. 162. A Valve Panel Set.



Lertes, Peter, Ztschr. f. Phys. **6.** 1, S. 56, 1921. Der Dipolrotationseffekt bei dielektrischen Flüssigkeiten.

Lipman, C. L., Electrician 87, 15, S. 458, 1921. A New Deflectional Frequency Meter.

Lorenz, O., Telefunken-Ztg. 4, 24, S. 23, 1921. Die Hauptfunkstelle Königswusterhausen.

Lucas, H. J., Electrician 87, 14, S. 404, 1921. The Testing of Thermionic Valves.

Luchsinger, F., Phys. Ztschr. 22, 17, S. 487, 1921. Über die Wirkungsweise des Siliziumkarbiddetektors.

Marchand, Ind. Él. **29,** 682, S. 429, 1920. La Radiotéléphonie dans l'aviation en Grande-Bretagne.

Mathy, E, Journ. de Phys. (Radium) 2, 7, S. 227, 1921. Induction de deux courants circulaires coaxiaux; nouveau developpement en série.

Middleton, W. J. and **E. W. Davis,** Journ. Amer. Inst. El. Eng. **40**, 9, S. 757, 1921. Skin Effect in Large Stranded Conductors at Low Frequencies.

Mohr, Hans, E. u. M. **39**, 19, S. 221, 1921. Über Funde von elektrotechnisch wertvollem Glimmer in Österreich.

Moore, G. E., Electrician **86**, 25, S. 744, 1921. The Wagner „Earth Connection" in Practice.

Nasarischwily, A., Elektrot. Ztschr. **42**. 38, S. 1068, 1921. Neue Versuche mit dem Telegraphon.

Nübel, Josef, Helios (Exportzeitschrift) 27, 27, S. 2459, 1921. Gegenüberstellung der drei für die Erstellung von Betriebstelephonanlagen für Elektrizitätswerke in Frage kommenden Systeme (Leitungstelephonie, drahtlose Telephonie und Hochfrequenztelephonie) nach praktischen Gesichtspunkten.

Pauli, Heinrich, Ztschr. f. Phys. 6, 2, S. 118, 1921. Ein neues Verfahren zur Dämpfungsmessung mit elektrischen Schwingungen.

Pedersen, P. O., Proc. Inst. Rad. Eng. 9, 5, S. 434, 1921. Electrician 86, 23, S. 684; 24, S. 714, 1921. Some Improvements in the Poulsen Arc. — Part I.

Pocock, L. C., Electrician 87, 8, S. 232, 1921. The Thermionic Tube — A Return to Simplicity.

Press, A., ebenda 1, S. 10. The Theory of Antenna Radiation.

Reece, E. Mc T., Wireless World 9, 39, S. 375, 1921. A Useful Experimental Single Valve Panel.

Reindl, C., E. u. M. **39**, 18, S. 73 (Anz.), 1921. Neuerungen an Drosselspulen.

Riu, Austin, Wireless World 9, 31, S. 146, 1921. Radioteleinscription.

Robertson, F. S., ebenda 40, S. 401. The Construction of Wireless Valves.

Robinson, J., ebenda 29, S. 71. Some Acoustical Effects in Wireless.

Rogers, F. J., Phys. Rev. (2) 16, 4, S. 370, 1920. The Dielectric Constant of Silk.

Rogowski, W., Arch. f. Elektrot. 10, 5/6, S. 209, 1921. Der Zwischenkreisröhrensender bei beliebiger Mischung primärer und sekundärer Gitterkopplung.

Rüdenberg, R., Bull. Ass. Suisse Él. **12**, 10, S. 276, 1921. Über den räumlichen Verlauf von Erdschlußströmen.

Rumford, Frederick J., Wireless World **9**, 29, S. 69, 1921. Reaction Valve Circuits.

Schwaiger, A., Helios 27, 27, S. 317, 1921. Über elektrische Isoliermaterialien (Schluß).

v. **Schweidler, E.,** Jahrb. Radioakt. Elektron. **18**, 1, S. 1, 1921. Zusammenfassender Bericht über luftelektrische Beobachtungen in Seeham (Salzburg) und in Innsbruck.

Scott-Taggart, John, Electrician 87, 8, S. 234, 1921. A Quiescent Aerial Wireless Telephone.

— ebenda 13, S. 386. The Negatron.

Shaughnessy, E. H., ebenda **86**, 25, S. 745, 1921. Some Recent Wireless Literature.

Stead, G., ebenda S. 755. Journ. Inst. El. Eng. **59**, S. 427, 1921. El. Rev. 88, S. 354, 1921. Ref. Nature **107**, S. 216, 1921. Techn. Rev. **9**, S. 128, 1921. The Effect of Electron Emission on the Temperature of the Filament and Anode of a Thermionic Valve.

Taylor, Mary, ebenda 87, 7, S. 205, 1921. Note on the Low Frequency Voltage Factor of an Oscillating Triode.

Telefunken-Ztg. 4, 24, S. 33, 1921. Neues aus Nauen.

Thurn, El. Umsch. 9, 18, S. 279; 20, S. 310, 1921. Die Hauptfunkstelle Königswusterhausen.

Trench, R. Chevenix, Electrician 87, 8, S. 240, 1921. Range of Wireless Stations.

Wegel, R. L., Journ. Amer. Inst. El. Eng. **40**, 10, S. 791, 1921. Theory of Magneto-Mechanical Systems as Applied to Telephone Receivers and Similiar Structures.

Wigand, Albert, Ann. d. Phys. (4) **66**, 18, S. 81, 1921. Die elektrische Leitfähigkeit in der freien Atmosphäre, nach Messungen bei Hochfahrten im Freiballon.

Wilson, E., Wireless World 9, 32, S. 170, 1921. On Magnetic Detectors.

Wing, S. P., Electrician 87, 1, S. 6, 1921. Wind Pressures and the Design of Radio and High Transmission Towers.

Kurze Mitteilungen.

(Mitteilungen aus dem Leserkreis erbeten.)

Persönliches. Unser langjähriger Mitarbeiter, Herr Dr. Lee de Forest, ist nach Berlin-Schöneberg übersiedelt und hat hierselbst ein Laboratorium eingerichtet, in welchem er die Ausbildung des sprechenden Films zu fördern gedenkt. Wir wünschen dem Genannten, welchem gerade die neuste Entwicklung der drahtlosen Nachrichtenübermittlung einige ihrer hauptsächlichsten Erfolge zu verdanken hat, daß ihm nicht nur auf seinem neuen Arbeitsgebiet Erfolge beschieden sein mögen, sondern daß er auch weiterhin an der Entwicklung der drahtlosen Nachrichtenübermittlung mitarbeiten möge.

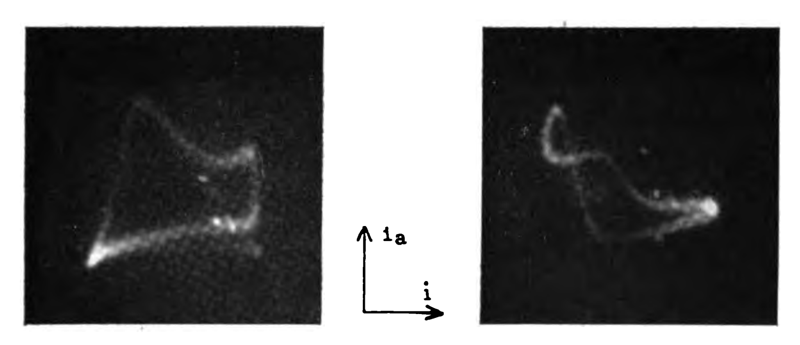


Fig. 3. Hilfsfeld in Phase.

Anodenstrom.

Fig. 4. Hilfsfeld um 90° phasenverschoben.

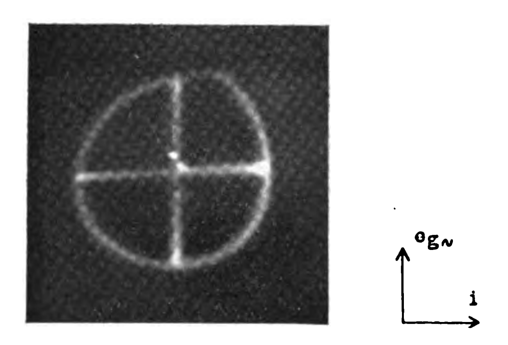


Fig. 17. Gitterwechselspannung beim Vorhandensein von Gitterstrom.

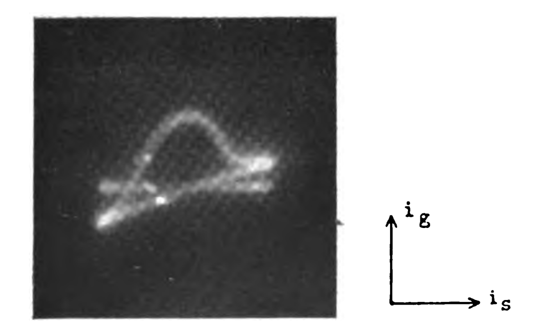


Fig. 25. Gitterstrom mit übergelagertem Ladestrom.
$\lambda = 2000$ m.

E. Alberti und G. Zickner.

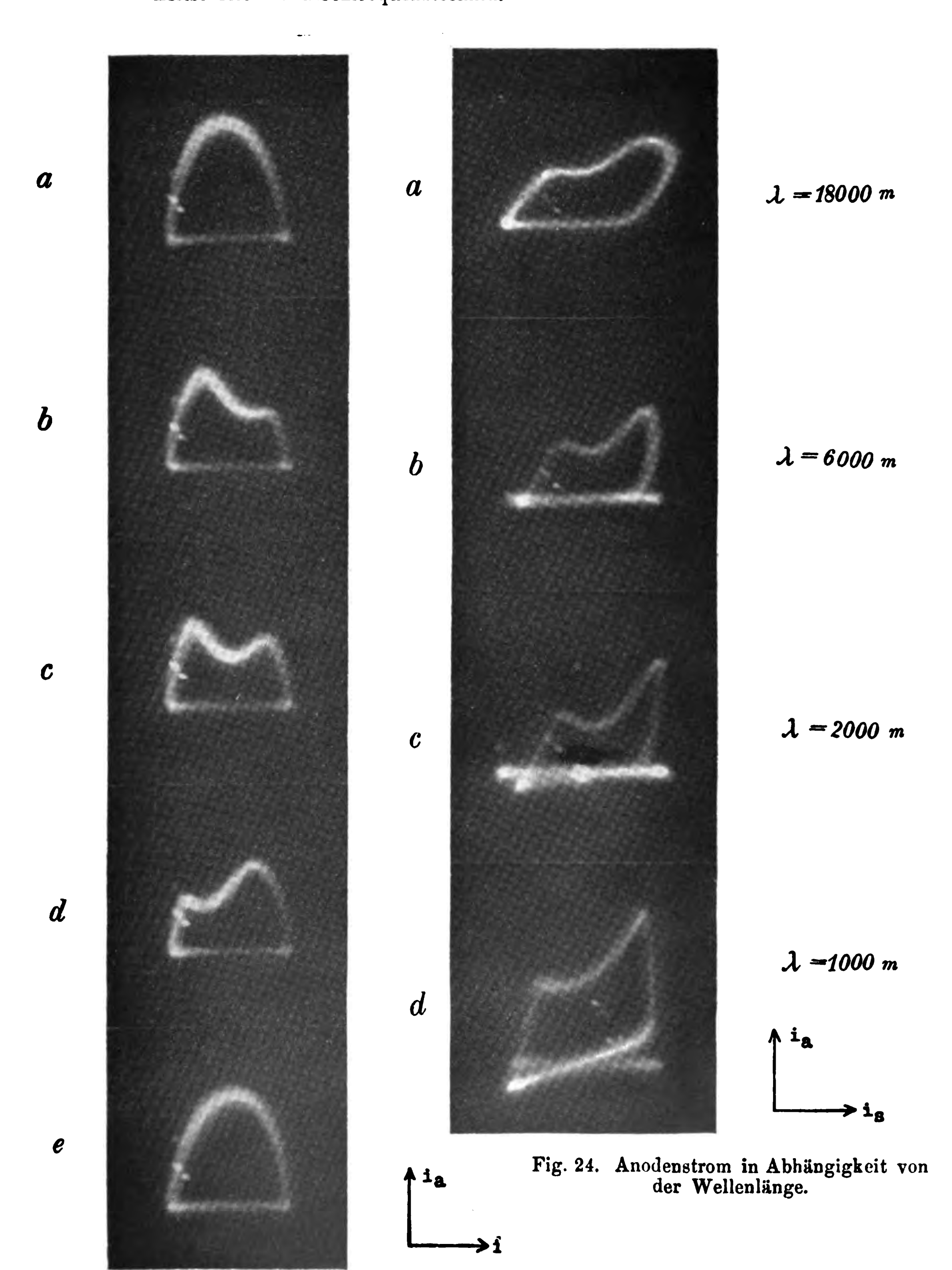


Fig. 24. Anodenstrom in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Fig. 20. Anodenstrom bei Verstimmung des Sekundärsenders.

E. Alberti und G. Zickner.

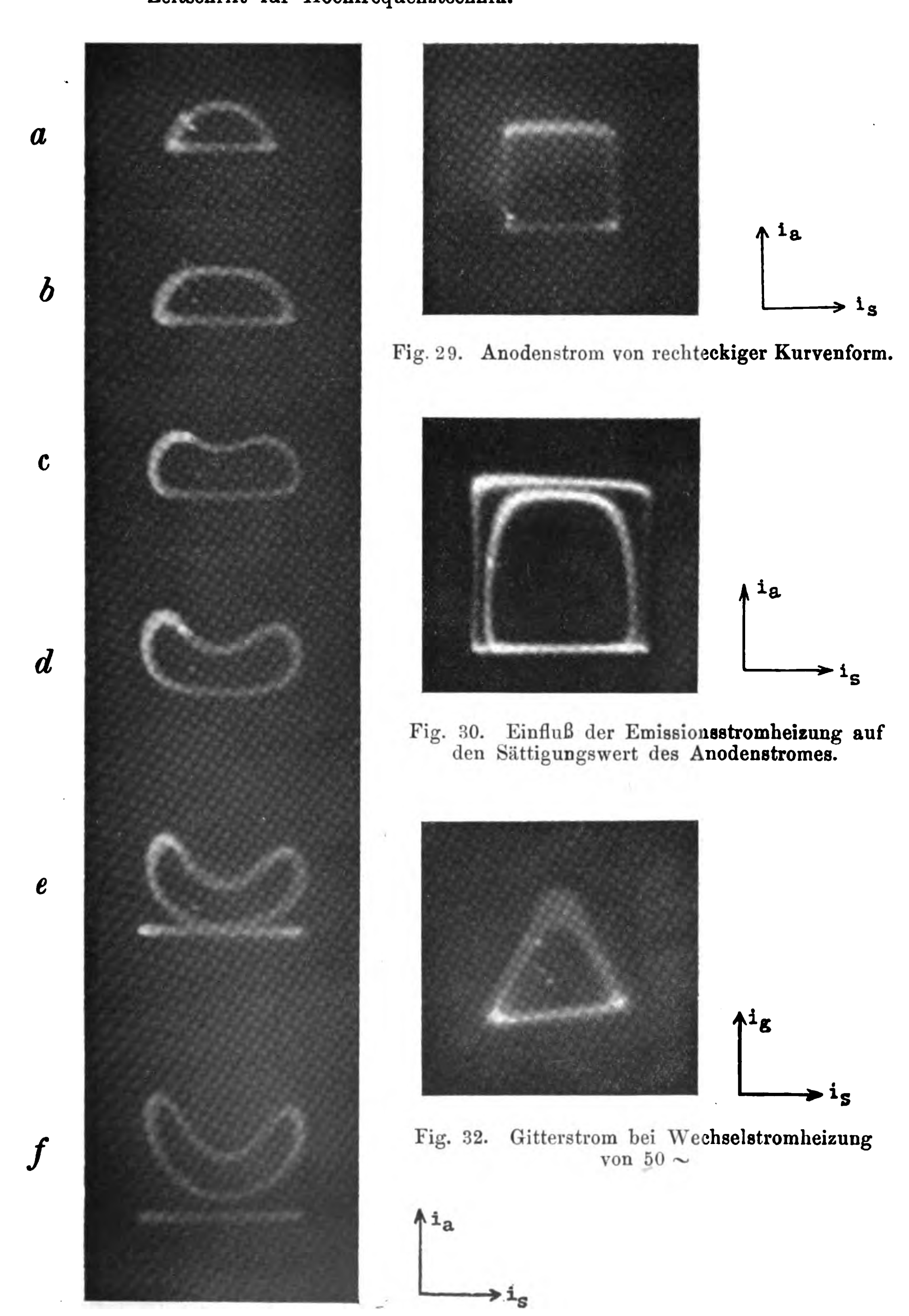


Fig. 29. Anodenstrom von rechteckiger Kurvenform.

Fig. 30. Einfluß der Emissionsstromheizung auf den Sättigungswert des Anodenstromes.

Fig. 32. Gitterstrom bei Wechselstromheizung von 50 ~

Fig. 26. Anodenstrom in Abhängigkeit von der Gittervorspannung.

E. Alberti und G. Zickner.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 19. Februar 1922. Heft 2.

Inhalt.

Manuskripte für das *Jahrbuch*, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 2 I*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10*, *Genthinerstraße 39* Postscheck-Konto Berlin 32647.

Die Unterschiede im Schwingungsvorgang bei induktiver und kapazitiver Koppelung zweier Schwingungskreise im Falle erzwungener Schwingungen.

Von **N. v. Korshenewsky.**

Während über die Schwingungsvorgänge bei induktiver Koppelung eine umfangreiche Literatur besteht, ist die kapazitive Koppelung bisher nur verhältnismäßig wenig behandelt worden und man findet wiederholt den Hinweis, daß die Schwingungsvorgänge bei kapazitiver Koppelung analog denen bei induktiver Koppelung verlaufen. Diese Analogie darf aber nicht als gültig für die Einzelheiten der Spannungs- und Stromverhältnisse in beiden Fällen angesehen werden, wie das auch aus den Resultaten der kürzlich veröffentlichten Arbeiten der Herren W. Grösser[1]) und E. Schott[2]) ersichtlich ist.

Der Zweck der nachstehenden Betrachtung soll es nun sein, die prinzipiellen Unterschiede im Schwingungsvorgang bei kapazitiver und

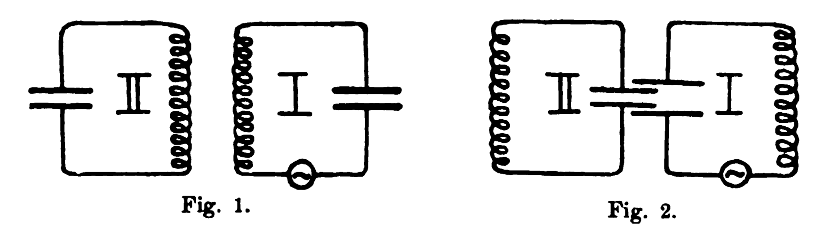


Fig. 1. Fig. 2.

bei induktiver Koppelung bei quasistationärer Behandlung des Problems darzustellen.

Es seien zwei Schwingungskreise miteinander induktiv bzw. kapazitiv gekoppelt und es enthalte der eine Kreis (z. B. Kreis I) eine periodisch wirkende E.M.K.; den in der Spule dieses Kreises entstehenden Strom J_1 wollen wir als gegeben annehmen. Es sollen alsdann die Amplituden und Phasenverhältnisse der Schwingung im Kreise II in beiden Fällen betrachtet werden.

Die beiden typischen Fälle sind durch Fig. 1 und Fig. 2 dargestellt.

---

1) W. Grösser, „Die Dämpfungen zweier kapazitiv gekoppelter Schwingungskreise bei vorherrschender Koppelung". Diss. Jena 1921. Arch. f. Elektrot. Bd. 10, Heft 7.

2) E. Schott, „Hochfrequenzverluste von Gläsern und einigen anderen Dielektricis." Diss. Jena 1921. Jahrb. f. drahtl. Telegr. Bd. 18, Heft 2.

Nimmt man den Strom in der Spule des Kreises I als bekannt an, so berechnet sich der Strom in der Spule II im Falle rein induktiver Koppelung bekanntlich aus

$$j\,\omega\,L_2\,J_2 + r_2\,J_2 + \frac{J_2}{j\,\omega\,c_2} = j\,\omega\,L_{12}\,J_1 \qquad [A]$$

Diese Gleichung besagt, daß wir uns die Wirkungsweise des Kreises I auf Kreis II ersetzt denken können durch eine E.M.K. vom Betrage $j\,\omega\,L_{12}\,J_1$, die sich im Kreise II befindet. Aus dieser E.M.K. und den bekannten Konstanten L_2; r; c_2 des Kreises II läßt sich der Strom J_2 eindeutig bestimmen.

Um die kapazitive Koppelung mit Hilfe der Kirchhoffschen Stromverzweigungsregel für Wechselstrom übersichtlich behandeln zu können, ist es zweckmäßig, die Fig. 2 etwas anders zu zeichnen. (Fig. 2'; 2''; 2'''.)

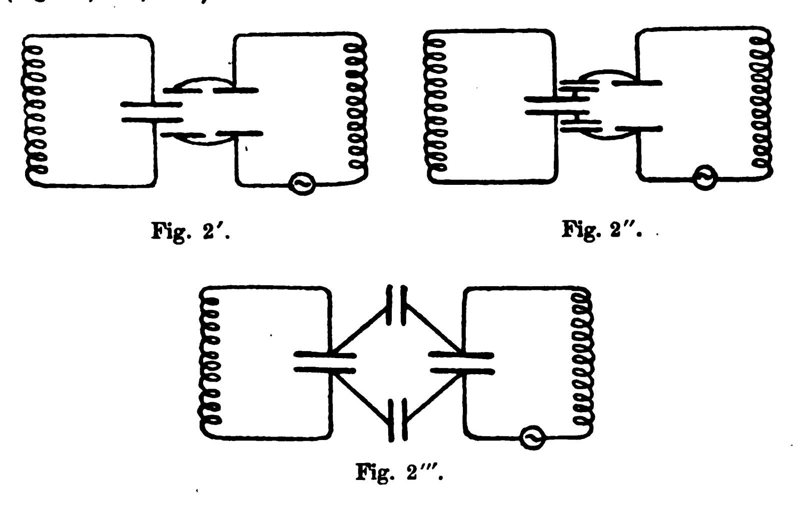


Fig. 2'. Fig. 2''.

Fig. 2'''.

Wie aus den vorstehenden Figuren ersichtlich, läßt sich der bekannte Fall der rein kapazitiven Koppelung, wie er in Fig. 2 gegeben ist, direkt auf den von E. Schott[1]) angegebenen Fall (Fig. 2''') zurückführen, die Zuleitungen zu den einzelnen Teilkapazitäten werden dabei als widerstandslos anzunehmen sein, und wir können dann an Stelle von Fig. 2 Fig. 2''' betrachten. Stellen wir die Kirchhoffschen Gleichungen auf und berechnen aus ihnen die Abhängigkeit des Stromes,

1) l. c. S. 107.

J_2 in der Spule des Kreises II vom Strom J_1. Die folgende Fig. 3 stellt die Koppelung analog der Fig. 2 dar c_1; c_2; c_3; c_4 sind die einzelnen Teilkapazitäten.

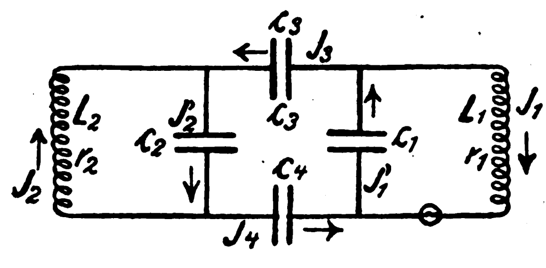


Fig. 3.

a) $j\omega L_2 J_2 + r_2 J_2 + \frac{1}{j\omega c_2} J_2' = 0$ | $J_3 = J_4$

b) $\frac{J_2'}{c_2} + \frac{J_1'}{c_1} + \frac{J_3}{c_3} + \frac{J_4}{c_4} = 0$ | $J_1' = J_1 + J_2' - J_2$

$$\frac{J_2'}{c_2} + \frac{J_1}{c_1} + (J_2' - J_2)\left(\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_3} + \frac{1}{c_4}\right) = 0;$$

$$J_2'\left(\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \frac{1}{c_3} + \frac{1}{c_4}\right) = J_2\left(\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_3} + \frac{1}{c_4}\right) - \frac{J_1}{c_1}$$

Bezeichnet man

$$\frac{1}{c_{.}} + \frac{1}{c_2} + \frac{1}{c_3} + \frac{1}{c_4} = \frac{1}{C}$$

so ist:

$$J_2' = J_2\left(1 - \frac{C}{c_2}\right) - J_1 \frac{C}{c_1}$$

oder zur Abkürzung[1])

$$\frac{1}{c_2}\left(1 - \frac{C}{c_2}\right) = P_2; \quad \frac{C}{c_1 c_2} = -P$$

so ergibt Gleichung [A]

$$i\omega L_2 J_2 + r_2 J_2 + \frac{P_2}{j\omega} J_2 = -P\frac{J_1}{j\omega} \qquad \text{(B)}$$

Wir haben auf diesem Wege dieselbe Beziehung erhalten, die W. Grösser auf Grund einer elektrostatischen Betrachtung abgeleitet hat.

1) Die Bezeichnungen sind in Übereinstimmung mit denen von Grösser in der genannten Arbeit gewählt.

Die Gleichung [B] besagt nun auch, daß der Einfluß des Kreises I auf II ersetzt werden kann durch eine E.M.K. vom Betrage $-\frac{P}{j\,\omega} J_1$ die man sich im Kreise II zu denken hat. Außerdem hat man aber in diesem Fall, um den Strom J_2 zu berechnen, an Stelle der Kapazität c_2 die Kapazität $\frac{1}{P_2}$ einzuführen. Während also bei rein induktiver Koppelung, wie aus Gleichung [A] hervorgeht, die Konstanten des Kreises II unverändert blieben, muß im Falle der rein kapazitiven Koppelung, wie sie durch Fig. 2 dargestellt ist, eine modifizierte Kapazität eingesetzt werden, um den Strom in 2 zu berechnen. Das letztere ist eine Folge davon, daß bei kapazitiver Koppelung eine Stromverzweigung auftritt — daß der Strom im Kapazitätszweige (Verschiebungsstrom) ein anderer ist, als in der Spule.

In den meisten praktischen Fällen, wo die Kreise I und II weit voneinander entfernt sind, müssen bei kapazitiver Koppelung noch in

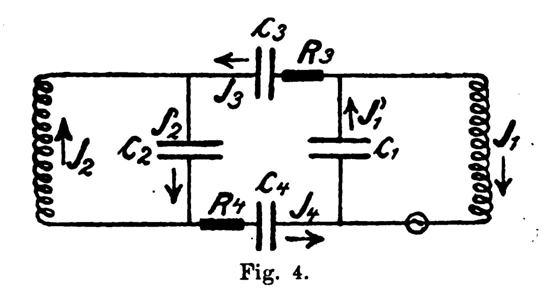


Fig. 4.

den Zweigen 3 und 4 Widerstände, die also in Serie zu den Teilkapazitäten c_3 und c_4 liegen, in Rechnung gezogen werden.[1]) Denn es beginnen und endigen dann in größerer Anzahl elektrische Kraftlinien auf den Leitern und Halbleitern der Umgebung; in diesen entstehen Leitungsströme, die Phasenverschiebungen zwischen den Strömen in den gekoppelten Kreisen hervorrufen.

Wollen wir nun die Gleichung für diesen Fall der kapazitiven Koppelung ableiten (Fig. 4)

$$J_3 = J_4 = J_2' - J_2; \qquad J_1' = J_2' - J_2 + J_1$$

$$\frac{J_1'}{j\,\omega\,c_1} + \frac{J_2'}{j\,\omega\,c_2} + \frac{J_3}{j\,\omega\,c_3} + \frac{J_4}{j\,\omega\,c_4} + J_3 R_4 + J_4 R_2 = 0$$

1) Vgl. E. Schott, l. c. S. 106.

$$\frac{J_2'}{j\omega}\left[\frac{1}{c_1}+\frac{1}{c_2}+\frac{1}{c_3}+\frac{1}{c_4}+j\omega(R_3+R_4)\right]$$
$$=\frac{J_2}{j\omega}\left[\frac{1}{c_1}+\frac{1}{c_3}+\frac{1}{c_4}+j\omega(R_3+R_4)\right]-\frac{J_1}{j\omega c_1}$$

$$\frac{J_2'}{j\omega}\left(\frac{1}{C}+j\omega R\right)=\frac{J_2}{j\omega}\left(\frac{1}{C}-\frac{1}{c_2}+j\omega R\right)-\frac{J_1}{j\omega c_1}$$

wo

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{c_1}+\frac{1}{c_2}+\frac{1}{c_3}+\frac{1}{c_4} \quad \text{und} \quad R_3+R_4=R$$

gesetzt ist.

$$\frac{J_2'}{j\omega}=\frac{\frac{1}{C}+j\omega R-\frac{1}{c_2}}{\frac{1}{C}+j\omega R}\,\frac{J_2}{j\omega}-\frac{1}{c_1\left(\frac{1}{C}+j\omega R\right)}\cdot\frac{J_1}{j\omega}$$

Daraus erhalten wir nach einigen Umformungen

$$\frac{J_2'}{j\omega c_2}=\left[\frac{-R}{\frac{c_2^2}{C}+c_2^2\omega^2R^2}+\frac{1}{j\omega}\,\frac{\frac{c_2}{C^2}-\frac{1}{C}+\omega^2R^2c_2}{\frac{c_2^2}{C}+c_2^2\omega^2R^2}\right]J_2+$$
$$+\left[\frac{R}{\omega^2R^2c_1c_2+\frac{c_1c_2}{C^2}}-\frac{1}{j\omega}\,\frac{\frac{1}{C}}{\omega^2R^2c_1c_2+\frac{c_1c_2}{C^2}}\right]J_1$$

Führt man nun zur Abkürzung noch nachstehende Beziehungen ein,

$$\frac{R}{\frac{c_2^2}{C}+c_2^2\omega^2R^2}=R'; \qquad \frac{R}{\omega^2R^2c_1c_2+\frac{c_1c_2}{C^2}}=R''$$

$$\frac{\frac{c_2}{C^2}-\frac{1}{C}+\omega^2R^2c_2}{\frac{c_2^2}{C}+c_2^2\omega^2R^2}=P'; \qquad \frac{\frac{1}{C}}{\omega^2R^2c_1c_2\frac{c_1c_2}{C^2}}=P''$$

so wird

$$\frac{J_2'}{j\omega c_2}=\frac{P'}{j\omega}J_2-R'J_2+R''J_1-\frac{P''}{j\omega}J_1$$

Die Gleichung für die Stromverteilung im Kreise II aber lautet:

$$r_2 J_2 + j\,\omega\, L_2 J_2 + \frac{J_2'}{j\,\omega\, c_2} = 0$$

setzt man den für $\frac{J_2'}{j\,\omega\, c_2}$ errechneten Wert in die Gleichung ein, so ist:

$$j\,\omega\, L_2 J_2 + (r_2 - R') J_2 + \frac{P'}{j\,\omega} J_2 = \frac{P''}{j\,\omega} J_1 - R'' J_1 \qquad [C]$$

auch für diesen allgemeineren Fall sehen wir, daß der Strom in der Spule des Kreises II berechnet werden kann unter der Annahme, daß sich im Kreise II eine E.M.K. von der Größe $\frac{P''}{j\,\omega} J_1 - R'' J_1$ befindet, nur wird durch diese Art der Koppelung nicht lediglich die Kapazität, sondern auch der Widerstand des Kreises II scheinbar geändert. Es ist somit an Stelle von r_2 und c_2 zu setzen $r_2 - R'$ und $\frac{1}{P'}$, diese Ersatzgrößen sind durch die geometrische Konfiguration und die Frequenz bestimmt.

Würde im vorherigen Fall noch eine gegenseitige Induktion vorhanden sein, also zu der Kapazitätenkoppelung noch eine induktive hinzutreten, dann müßte die Gleichung für den Strom J_2 so aussehen:

$$\omega\, L_2 J_2 + (r_2 - R') J_2 + \frac{P'}{\omega j} J_2 = j\,\omega\, L_{12} J_1 + \frac{P'' J_1}{j\,\omega} - R'' J_1 \quad [D]$$

Experimentell hat sich ergeben, daß bei einer gegenseitigen kapazitiven und induktiven Beeinflussung zweier Schwingungskreise, die sich in größerer Entfernung voneinander befinden, zu den elektromotorischen Kräften, die nur durch die gegenseitige Induktion und gemeinsame Kapazität hervorgerufen werden, tatsächlich noch ein Widerstand vor den Teilkapazitäten, etwa der Widerstand der Wände im Laboratorium, einen Beitrag liefert, wie er durch das dritte Glied auf der rechten Seite der Gleichung [D] gegeben ist. Wäre das Glied $R'' J_1$ nicht vorhanden, so könnte man durch eine geeignete Wahl von L_{12} z. B. die im Kreise II wirksame E.M.K. gleich 0 bekommen, da ja $j\,\omega\, L_{12} J_1$ und $\frac{P''}{j\,\omega} J_1$ zwei elektromotorische Kräfte, die um 180^0 gegeneinander verschoben sind, darstellen. Erfahrungsgemäß läßt sich aber diese Kompensation infolge der durch die Widerstände hinzutretenden Phasenverschiebung nicht erreichen.

Auf Grund des oben Gesagten müssen zwei Arten von kapazitiver Koppelung unterschieden werden.

1. die „rein kapazitive widerstandslose“ und
2. die „kapazitive über Widerstände“ (Fig. 5).

Im Falle induktiver Koppelung sind die Ströme in beiden Kreisen für die Resonanzfrequenz des Sekundärkreises ganz unabhängig vom Grade der Koppelung um 90^0 gegeneinander verschoben und daher auch die Spannungen an den Kondensatoren um 90^0. Hat

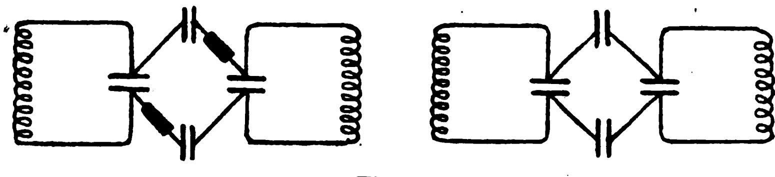


Fig. 5.

man es aber mit kapazitiver Koppelung zu tun, so liegt das Maximum des Stromes J_2 (bei konstanter Amplitnde J_1) nicht mehr bei der Frequenz $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$, sondern es wird, wie aus Gl. [B] ersichtlich, die Resonanzfrequenz des Sekundärkreises durch die Koppelungskapazitäten beeinflußt. Eine Phasenverschiebung der Spannungen an den Kondensatoren c_1 und c_2 von 90^0 kann bei kapazitiver Koppelung nicht als Kriterium dafür angesehen werden, daß der Sekundärkreis in seiner ursprünglichen Eigenfrequenz schwingt, denn berechnet man die Phasenverhältnisse für $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$ an der Hand der Fig. 3, so erhält man nachstehendes Resultat.

Die Phasenverschiebung sei φ und $\frac{1}{K} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_3} + \frac{1}{c_4}$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega c_2^2 r_2 - \omega c_2 K r_2}{\omega^2 c_2^3 r_2^2 + K} = \frac{1}{\omega r_2 c_2} \cdot \frac{1 - \frac{K}{c_2}}{1 + \frac{K}{\omega^2 r_2^2 c_2^3}}$$

ist die Koppelung unendlich fest $c_3 = c_4 = \infty$, so wird $K = c_2$ und $\operatorname{tg} \varphi = 0$, was ja selbstverständlich ist, da dann beide Kondensatoren einfach miteinander verbunden, d. h. parallel geschaltet sind.

Ist die Koppelung extrem lose, so wird $K = 0$ und

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{\omega c_2 r_2}$$

d. h. die Phasenverschiebung ist bestimmt durch das Dekrement des Kreises.

Die Phasenverschiebung hängt somit im allgemeinen von ω, c_2, r_2 und von der den Grad der Koppelung bestimmenden Größe K ab.

Es sind also die Phasenverhältnisse bei kapazitiver Koppelung andere als bei induktiver.

Zusammenfassung.

Der prinzipielle Unterschied der induktiven und kapazitiven Koppelung im quasistationären Fall besteht kurz zusammengefaßt aus folgenden Tatsachen.

1. Durch die induktive Koppelung wird im zweiten Schwingungskreise eine E.M.K. erzeugt, durch die kapazitative Koppelung aber eine Potentialdifferenz an zwei (bzw. mehrere) Punkte des Schwingungskreises angelegt.

2. Daher haben wir bei rein induktiver Koppelung in allen Teilen des Schwingungskreises denselben Strom — bei kapazitiver Koppelung tritt aber eine Stromverzweigung ein, so daß die Ströme in den einzelnen Zweigen des Kreises nicht gleich sind, d. h. der Verschiebungsstrom ist nicht gleich dem Leitungsstrom.

3. Für die Resonanzfrequenz beträgt die Phasenverschiebung der Spannungen an den beiden Kondensatoren beider Kreise bei induktiver Koppelung genau 90^0 und zwar unabhängig vom Grade der Koppelung und der Frequenz. Bei kapazitiver Koppelung ist aber die Phasenverschiebung von der Art der Koppelung und der Frequenz abhängig.

Diese Unterschiede beruhen letzten Endes auf der fundamentalen Verschiedenheit der magnetischen und elektrischen Feldstärken, die die Koppelungen bewirken, nämlich darauf, daß wir es bei induktiver Koppelung mit in sich geschlossenen magnetischen Kraftlinien zu tun haben (div $\mathfrak{B} = 0$); die kapazitive Koppelung aber durch elektrische Kraftlinien, die auf den Belegungen der Kondensatoren oder andern Leiterteilen beginnen und endigen, bedingt ist (div $\vartheta \neq 0$).

Nach dem hier Gesagten lassen sich alle elektro-magnetischen Koppelungen in zwei Gruppen einteilen:

in Koppelungen „ohne Stromverzweigung"
und in Koppelungen „mit Stromverzweigung".

(Die galvanische Koppelung gehört, wie leicht ersichtlich, zur zweiten Art.)

Diese hier vorgeschlagene Einteilung der Koppelungen dürfte bei der Lösung verschiedener physikalischer Probleme nützlich sein.

Jena 1921, Physikalisches Institut der Universität.



Über das gleichzeitige Auftreten atmosphärischer Störungen.

Von M. Bäumler.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Im Zusammenhang mit der Erforschung der Beziehungen zwischen der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen und den Vorgängen in der Atmosphäre[1]) ist beim Telegraphentechnischen Reichsamt eine Untersuchung über das gleichzeitige Auftreten atmosphärischer Störungen in der Funkentelegraphie begonnen worden. Die benutzte Methode der Aufzeichnung der Störungen und die ersten Ergebnisse sollen nachstehend mitgeteilt werden.

Zur Lösung der Aufgabe ist es notwendig, die Störungen so zu schreiben, daß die Gleichzeitigkeit des Auftretens bei den Beobachtungsstellen mit Sicherheit festgestellt werden kann, daß daneben aber auch Charakter und Größenordnung erkennbar sind. Erforderlich ist dazu ein Schreibapparat, der von einer Nullinie abweichende Kurven aufzeichnet. Der Morseapparat erfüllt diese Forderung nicht, da er nur Punkte und Striche schreibt. Die Störungen sind als solche wohl erkennbar, wenn sie in die Zwischenräume der Zeichenelemente fallen, aber nach Gleichzeitigkeit, Charakter und Größenordnung schlecht oder gar nicht auswertbar. Der Lichtschreiber ist für die Registrierung brauchbar; von seiner Verwendung wurde jedoch wegen der Empfindlichkeit und Zerstörung des Fadens bei stärkeren Störungen abgesehen.

Zur Aufzeichnung der Störungen wird daher der in der Kabeltelegraphie gebräuchliche Heberschreiber[2]) benutzt. Dieser Apparat ist sehr empfindlich, sodann schreibt er — der Forderung entsprechend — Kurven, die von der Nullinie abweichen. Er gestattet ferner die Beobachtung der Schriftzeichen während der Aufnahmezeit, so daß irgendwelche Fehler der Apparatur sogleich erkannt und abgestellt werden können.

Für den funkentelegraphischen Empfang wurde eine Anordnung nach der beistehenden Schaltskizze (Fig. 1) verwendet. Als Empfangsapparate dienten entweder selbst zusammengestellte Schwingungskreise oder der Empfänger E 5 der Firma „Telefunken" mit Überlagerer.

1) Wiedenhoff, „Die Beziehungen zwischen der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen und den Vorgängen in der Atmosphäre." Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie usw., Bd. 18, Heft 4.

2) Beschreibung in „Geschichte der Telegraphie" von Th. Karras, 1. Teil, S. 379, Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1909.



Dahinter folgt ein Hochfrequenzverstärker nach Leithäuser[1]) und alsdann eine Zweigitterröhrenanordnung, von der die erste Röhre zur Verstärkung, die zweite zur Gleichrichtung benutzt wird. Der Anodenstrom wird dem Heberschreiber zugeführt.

Um die Gleichzeitigkeit des Auftretens von Störungen festzustellen, ist die Festlegung von Zeitmarken notwendig. Man könnte dazu eine

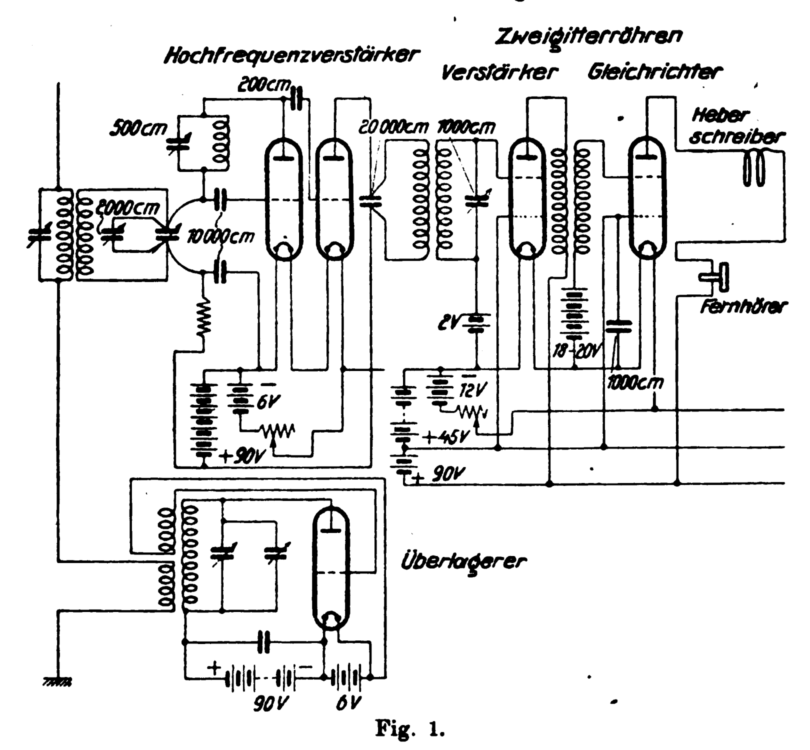


Fig. 1.

gebende Station benutzen; die Schriftzeichen folgen jedoch in der Regel so schnell aufeinander, daß die Störungen auf dem Streifen nicht gut zum Ausdruck kommen. Als Zeitmarken wurden daher die Zeitsignale der Stationen Lyon $10—10^{5}$, Eiffelturm $10^{55}—11$, $11^{30}—11^{35}$, $11^{45}—11^{50}$ und Nauen $12^{55}—1$ gewählt. Die Wellenlängen sind: Lyon 15000 m ungedämpft, Eiffelturm 2800 m gedämpft, Nauen

1) Leithäuser, Über eine neue Audionschaltung für den Empfang elektrischer Wellen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Telephonie, Bd. 14, Heft 2, S. 152—157.

3000 m gedämpft. Die Zeitsignale, die als bekannt vorausgesetzt werden können, sind als Zeitmarken besonders gut geeignet, da sie regelmäßig wiederkehren, langsam gegeben werden und sich aus wenigen bekannten Zeichen zusammensetzen.

Die Beobachtungen sind mit zwei gleichen Apparaturen zunächst von der Versuchsfunkstelle des Telegraphentechnischen Reichsamts in Strelitz/Alt und der Abteilung Versuche, Berlin W 9, Königgrätzerstraße 20, Entfernung 100 km, ausgeführt worden. Verwendet wurden Erdantennen von etwa 250 m Länge. Bei den Aufnahmen des Eiffelturmzeitzeichens mußte in Berlin hinter den Hochfrequenzverstärker ein Niederfrequenzverstärker eingeschaltet werden, da sonst der Heberschreiber nicht genügerd ansprach. Zur Herstellung gleicher Versuchsbedingungen wurde auch in Strelitz ein solcher Verstärker eingeschaltet.

Die Aufnahme der Störungen erfolgt nun in der Weise, daß die Apparaturen während der Zeitsignale eingeschaltet und während der Beobachtungszeiten mit den Zeitmarken auch die Störungen geschrieben werden. Die Schreibapparate werden dabei auf möglichst gleiche Ausschläge der Zeitzeichen und Laufgeschwindigkeit eingestellt.

In Fig. 2 ist ein Ausschnitt der Aufnahme des Zeitsignals Lyon vom 6. Juni dargestellt. Der allgemeine Charakter der Schriftzeichen

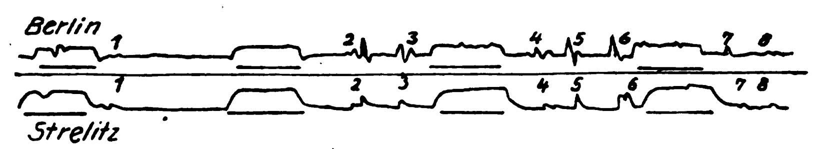


Fig. 2.

stimmt nicht genau überein, da der Heberschreiber in Strelitz durch einen Parallelwiderstand mehr gedämpft worden ist als in Berlin. Die unterstrichenen Teile der Figur sind Striche des Zeitsignals, die in der ersten Minute gegeben werden, die Zacken zwischen den Elementen des Zeitzeichens sind atmosphärische Störungen. Man erkennt leicht, daß sie auf beiden Beobachtungsstellen gleichzeitig geschrieben worden sind und daß auch ihr Charakter gut übereinstimmt. 2, 3, 4, 5, 6 und 7 sind scharfe „Knacker", die bei der Berliner Aufnahme infolge geringerer Dämpfung des Schreibapparates besonders herausgehoben worden sind; 1 und 8 sind Störungsgeräusche, die als „Brodeln" bezeichnet werden.

Fig. 3 gibt einen Ausschnitt des Zeitsignals des Eiffelturms vom 4. Juli 11 Uhr vorm. wieder. Die Streifen zeigen den Buchstaben X (Strich, zwei Punkte, Strich). Man sieht, daß die Einstellung der

beiden Apparaturen besser gelungen ist, als in Fig. 2, da der Charakter der Zeitzeichen beinahe übereinstimmt. Der Apparat in Berlin ist etwas mehr gedämpft als der in Strelitz, der leichter und schärfer auf die ankommenden Zeichen angesprochen hat. Zwischen den Buchstabenelementen sind deutlich Luftstörungen erkennbar, die auf beiden Beobachtungsstellen gleichzeitig aufgetreten sind. Daneben enthält

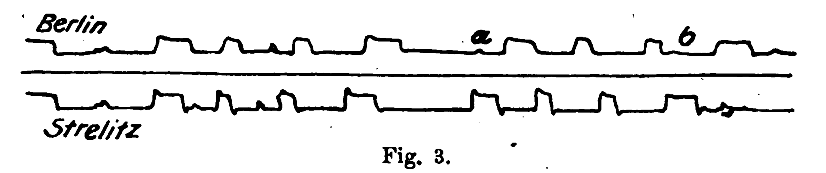


Fig. 3.

jedoch der Streifen von Berlin noch zwei Luftstörungen (a u. b), die in Strelitz trotz des leichteren Ansprechens der Apparatur nicht verzeichnet sind. Diese letzteren Störungen sind als rein örtliche anzusehen, während der Ursprungsort der anderen als gleichzeitig festgestellten Störungen entweder zwischen den beiden Beobachtungsstellen oder, was viel wahrscheinlicher ist, in größerer Entfernung zu suchen ist.

Wenn beide Schreibapparate auf gleiche Ausschläge der Zeitzeichen eingestellt sind, werden Störungen, die mit gleicher Intensität eintreffen, auch die gleichen Ausschläge hervorrufen. Der Vergleich der Störungsausschläge ergibt alsdann die Möglichkeit einer Aussage darüber, ob das Störungszentrum näher bei der einen oder bei der anderen Beobachtungsantenne gelegen hat. Die geringe Entfernung von 100 km läßt es zu, die allgemeine Wetterlage auf beiden Beobachtungsstellen als gleich anzusehen, so daß die Unterschiede der aufgezeichneten Störungen, abgesehen von Gewittern, nicht durch verschiedene Witterungseinflüsse hervorgerufen worden sind.

Die Aufzeichnungen der genannten Zeitzeichen und der Störungen sind nun während eines Zeitraums von zwei Monaten regelmäßig ausgeführt, die Streifen und Störungen miteinander verglichen und statistisch ausgewertet worden. Das Zahlenergebnis ist in der Übersicht der beobachteten Störungen (S. 106, 107) zusammengestellt. Es sind nur diejenigen Tage aufgenommen worden, an denen auf beiden Beobachtungsstellen gute Streifen geschrieben worden sind. Die Zusammenstellung zeigt zunächst, daß die Zahl der Störungen auf beiden Beobachtungsstellen nicht immer übereinstimmt, was zu erwarten war. In Berlin sind bei 126 Beobachtungen 6397, in Strelitz 5009 Störungen aufgeschrieben worden, davon konnten 4409 als gleichzeitige festgestellt

Übersicht der beobachteten Störungen.

Tag	Zeit	Station	Störungen in		davon gleichzeitig
			Berlin	Strelitz	
9. 5.	10^{00}	Lyon	80	74	72
10. 5.	11^{30}	Eiffelturm	26	24	19
	11^{45}	„	36	31	31
	1^{00}	Nauen	17	4	4
12. 5.	11^{00}	Eiffelturm	20	19	16
	11^{45}	„	34	32	32
	1^{00}	Nauen	7	4	4
17. 5.	11^{30}	Eiffelturm	82	71	66
	11^{45}	„	109	66	59
	1^{00}	Nauen	14	12	12
18. 5.	10^{00}	Lyon	74	78	74
	11^{30}	Eiffelturm	30	31	30
	11^{45}	„	45	47	45
	1^{00}	Nauen	9	12	9
19. 5.	10^{00}	Lyon	73	72	71
	11^{00}	Eiffelturm	21	13	13
	11^{45}	„	82	79	77
20. 5.	1^{00}	Nauen	7	7	7
23. 5.	11^{00}	Eiffelturm	21	20	20
	11^{30}	„	15	5	2
24. 5.	11^{00}	„	62	44	34
	11^{45}	„	21	17	15
	1^{00}	Nauen	21	9	9
25. 5.	10^{00}	Lyon	58	46	45
	11^{45}	Eiffelturm	143	133	133
	1^{00}	Nauen	19	17	17
26. 5.	11^{00}	Eiffelturm	112	126	105
	11^{45}	„	153	169	152
28. 5.	11^{00}	„	90	72	70
	11^{45}	„	21	17	16
30. 5.	11^{00}	„	50	27	27
	11^{45}	„	98	70	68
	1^{00}	Nauen	14	18	14
31. 5.	11^{00}	Eiffelturm	12	8	8
	11^{45}	„	12	12	12
1. 6.	10^{00}	Lyon	5	5	5
	11^{45}	Eiffelturm	43	43	43
2. 6.	10^{00}	Lyon	76	67	67
	11^{00}	Eiffelturm	17	9	6
	11^{00}	„	89	69	21
	11^{45}	„	83	25	13
	1^{00}	Nauen	7	7	7
3. 6.	10^{00}	Lyon	48	42	42
	11^{00}	Eiffelturm	17	8	6
	11^{30}	„	99	97	49
	11^{45}	„	116	60	52
4. 6.	11^{30}	„	101	150	57
	11^{45}	„	173	109	96
6. 6.	10^{00}	Lyon	169	169	160
			2731	2346	2012

Übersicht der beobachteten Störungen.

Tag	Zeit	Station	Störungen in Berlin	Störungen in Strelitz	davon gleichzeitig
		Übertrag:	2731	2346	2012
6. 6.	11^{30}	Eiffelturm	240	226	212
	11^{45}	"	41	35	31
9. 6.	10^{00}	Lyon	73	53	53
	11^{45}	Eiffelturm	184	117	111
	1^{00}	Nauen	76	40	40
10. 6.	11^{45}	Eiffelturm	101	73	61
	1^{00}	Nauen	12	7	6
11. 6.	10^{00}	Lyon	141	116	112
	11^{30}	Eiffelturm	159	129	121
	11^{45}	"	167	90	88
	1^{00}	Nauen	14	14	13
13. 6.	10^{00}	Lyon	51	49	49
	11^{00}	Eiffelturm	1	1	1
14. 6.	10^{00}	Lyon	32	17	17
	11^{00}	Eiffelturm	8	4	4
	11^{30}	"	38	23	22
	11^{45}	"	11	11	11
15. 6.	10^{00}	Lyon	33	29	29
16. 6.	10^{00}	"	36	32	32
	11^{00}	Eiffelturm	1	1	1
	11^{45}	"	5	4	4
17. 6.	11^{00}	"	2	0	0
	11^{30}	"	5	11	2
18. 6.	11^{00}	"	5	5	5
	11^{30}	"	10	11	10
	11^{45}	"	14	14	13
	1^{00}	Nauen	2	4	2
20. 6.	11^{00}	Eiffelturm	8	8	8
	11^{30}	"	5	9	5
	11^{45}	"	10	12	10
21. 6.	10^{00}	Lyon	10	4	4
	11^{00}	Eiffelturm	1	2	1
	11^{30}	"	7	7	5
	11^{45}	"	8	6	6
22. 6.	10^{00}	Lyon	1	1	1
	11^{00}	Eiffelturm	2	2	2
	11^{30}	"	25	21	21
	11^{45}	"	16	5	5
23. 6.	10^{00}	Lyon	37	17	17
	11^{30}	Eiffelturm	28	45	18
24. 6.	11^{30}	"	100	12	10
25. 6.	10^{00}	Lyon	15	15	15
30. 6.	10^{00}	"	13	12	12
	11^{45}	Eiffelturm	102	88	85
1. 7.	10^{00}	Lyon	66	67	63
	11^{00}	Eiffelturm	55	30	28
	1^{00}	Nauen	0	0	0
2. 7.	10^{00}	Lyon	80	78	78
			4732	3903	3456

Übersicht der beobachteten Störungen.

Tag	Zeit	Station	Störungen in Berlin	Störungen in Strelitz	davon gleichzeitig
2. 7.		Übertrag:	4732	3903	3456
	11^{00}	Eiffelturm	21	9	7
	11^{30}	"	80	6	5
	11^{45}	"	26	21	21
	1^{00}	Nauen	0	0	0
4. 7.	10^{00}	Lyon	125	128	121
	10^{00}	Eiffelturm	58	42	35
	11^{30}	"	125	45	42
	11^{45}	"	160	88	85
	1^{00}	Nauen	7	15	6
5. 7.	10^{00}	Lyon	108	95	93
	11^{00}	Eiffelturm	78	23	18
	11^{30}	"	194	79	75
	11^{45}	"	136	106	96
	1^{00}	Nauen	1	15	1
6. 7.	10^{00}	Lyon	99	61	61
	11^{00}	Eiffelturm	34	28	20
	11^{30}	"	45	50	49
	11^{45}	"	39	39	29
	1^{00}	Nauen	0	0	0
7. 7.	10^{00}	Lyon	50	42	42
	11^{00}	Eiffelturm	18	15	4
	11^{45}	"	19	35	10
	1^{00}	Nauen	0	0	0
8. 7.	11^{30}	Eiffelturm	97	29	11
	11^{45}	"	14	10	6
	1^{00}	Nauen	0	0	0
9. 7.	10^{00}	Lyon	108	108	108
	11^{45}	Eiffelturm	21	15	6
	1^{00}	Nauen	2	2	2
			6397	5009	4409

werden. Außer den gleichzeitigen 4409 Störungen sind also in Berlin noch 1988, in Strelitz noch 600 andere Störungen vorhanden gewesen. Diese Störungen sind als örtliche anzusehen; sie haben, wie man sieht, eine geringe Reichweite und ihr Ursprungsort muß in der Nähe der Beobachtungsstelle liegen. Dagegen ist der Ursprungsort der bei den Beobachtungsstellen gleichzeitig eingetroffenen und geschriebenen Störungen in größeren Entfernungen zu suchen. Auf eine örtliche Störung in Strelitz entfallen rund drei in Berlin. In diesen Zahlen kommen die Eigenschaften der Lage der Beobachtungsstellen zum Ausdruck. In Berlin befindet sich die benutzte Antenne mitten in der Großstadt, dicht am Potsdamer Platz, also unter anderen atmosphärischen Verhältnissen in bezug auf Staub- und Wassergehalt der Luft als

Strelitz, ungünstig ferner wegen der Nähe zahlreicher elektrischer Bahnen und Maschinen. Die Antenne in Strelitz liegt im flachen Lande weit entfernt von Starkstromanlagen. Die größeren Störungszahlen in Berlin sind also der Lage der Beobachtungsstelle in der Großstadt zuzuschreiben; die Störungen haben einen ausgesprochen örtlichen Charakter. Die geringere Zahl der örtlichen Störungen in Strelitz entspricht der im Vergleich zu Berlin günstigeren Lage der Antenne.

Die Untersuchung wird fortgesetzt und zwar werden die Beobachtungen z. Zt. zwischen dem physikalischen Institut der Universität Hamburg und Strelitz ausgeführt. Herr Prof. Dr. G. H. Möller hat sich dankenswerterweise zur Mitarbeit bereit erklärt.

Nachtrag bei der Korrektur: Die oben ausgesprochene Vermutung, daß die örtlichen Störungen in Berlin durch die in der Nähe der Antenne befindlichen elektrischen Maschinen und Bahnen hervorgerufen werden, hat durch den Streik der Eisenbahnbeamten und der städtischen Arbeiter Berlins (1.—8. Februar 1922) eine schnelle Aufklärung gefunden. Mit der Stillegung der Elektrizitätswerke und der elektrischen Bahnen waren fast sämtlichen örtlichen Störungen verschwunden; es sind mit geringen Unterschieden nur die auch gleichzeitig in Strelitz geschriebenen Störungen in Berlin aufgezeichnet worden. In dem Umfange wie Elektrizitätswerke und elektrische Bahnen wieder in Betrieb genommen wurden, nahmen auch die Störungen wieder zu.

Über den Stromverlauf in einem Wechselstromkreis mit Selbstinduktion und elektrischem Ventil von beliebiger Charakteristik.

Von **Georg Joos.**

N. Papalexi hat (Ann. d. Phys. **39**, S. 976, 1912) den Stromverlauf in einem Kreis berechnet, in welchem sich bei sinusförmiger Wechselspannung ein Ventil mit geradliniger Charakteristik und eine Selbstinduktion befindet. Dieser wird bei einem reinen Ventil, das in einer Richtung keinen Strom durchläßt, in der anderen sich wie ein gewöhnlicher Ohmscher Widerstand verhält, dargestellt durch

$$i = \frac{E_0 \cos \varphi}{R} \left[\sin (w t - \varphi) + \sin \varphi \, e^{-\frac{w t}{\operatorname{tg} \varphi}} \right] \qquad (1)$$

wobei $\operatorname{tg} \varphi = \frac{L w}{R}$, wenn wir den Widerstand des Ventils mit R bezeichnen. Aus Gleichung (1) ist zu ersehen, daß mit wachsender Selbstinduktion der Zeitteil der Undurchlässigkeit kleiner wird. Da man es aber in der Praxis fast immer mit Ventilen von nicht geradliniger Charakteristik zu tun hat, empfahl mir Herr Prof. Dr. Zenneck, für dessen Anregung ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte, den Fall eines nicht linearen Ventils von gegebener Charakteristik zu untersuchen. Es zeigte sich nun, daß sich mittels der

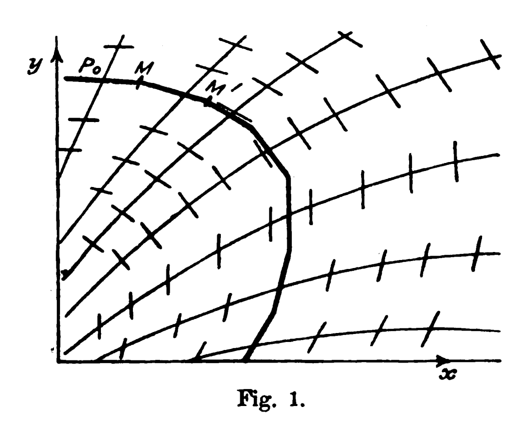


Fig. 1.

Methode der Isoklinen von Massau (1878) das Problem sehr einfach lösen läßt, so daß sie sogar bei linearem Ventil, wenn der Verlauf für verschiedene Selbstinduktionen ermittelt werden soll, ebenso schnell zum Ziel führt wie die Aufzeichnung der durch Gleichung (1) gegebenen Kurven.

Das Prinzip des Massauschen Verfahrens ist folgendes (Fig. 1): Ist eine Differentialgleichung $f\left(x, y, \frac{dy}{dx}\right) = 0$ gegeben, so wird durch sie jedem Punkt x, y eine Fortschreitungsrichtung (Linienelement) $\frac{dy}{dx}$ zugeordnet. Eine Integralkurve entsteht durch Zusammenfassung von ∞^1 Linienelementeu. Geben wir nun $\frac{dy}{dx}$ einen festen Wert p, so stellt die Gleichung $f(x, y, p)$ eine Kurve dar, längs der alle Linienelemente dieselbe Neigung p haben, eine solche Kurve heißt daher Isokline. Gibt man p verschiedene Werte und zeichnet jedesmal

die zugehörige Kurve, so wird die Ebene mit einer einfach unendlichen Schar von Isoklinen bedeckt. Hat man diese gezeichnet, so fällt es nicht mehr schwer, in dieses Netz die Integralkurven einzuzeichnen. Es sei z. B. diejenige Kurve zu zeichnen, welche durch den Punkt P_0 geht. Man ziehe eine Gerade von der Steigung, die durch die durch P_0 gehende Isokline bestimmt ist, bis zur Mitte M zwischen dieser und der nächsten Isokline. Von hier an gebe man dem anschließenden Geradenstück die durch die nächste Isokline gegebene Steigung, wieder bis zur Mitte M' zwischen dieser und der nächsten Isokline u.s.f. Durch verschiedene Wahl des Anfangspunkts erhält man die ∞^1 Integralkurven. Bei Wechselstromproblemen ist dann meist nur die stationäre Lösung von Interesse; es ist also noch diejenige Kurve herauszusuchen, welche am Ende der Periode wieder den Anfangswert annimmt. Bei dem vorliegenden Problem gestaltet sich nun das Verfahren sehr einfach aus folgenden Gründen: 1. Die Isoklinen sind sehr leicht zu zeichnende Kurven. 2. Man braucht nicht erst alle Integralkurven zu zeichnen und die stationäre Lösung herauszusuchen, eine kleine Rechnung läßt sofort den zur stationären Lösung gehörenden Anfangspunkt erkennen.

Wir wollen zu diesem Zweck beweisen: Ist das Ventil in einer Richtung undurchlässig, so besteht im stationären Zustand, unabhängig von der Form der Charakteristik, keine Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung, d. h. Strom und Spannung gehen gleichzeitig durch null zu positiven Werten (positiv = Richtung der Durchlässigkeit). Die Charakteristik sei gegeben durch eine Beziehung $E = \varphi(i)$; $i = \psi(E)$. Dann lautet die Differentialgleichung für den Zeitteil, in dem das Ventil Strom durchläßt:

$$L\frac{di}{dt} + \varphi(i) = E_0 \sin(wt - \alpha) \tag{2}$$

Mit α wollen wir einen noch unbekannten Phasenwinkel bezeichnen, der dadurch bestimmt ist, daß wir den Nullpunkt der Zeitrechnung mit dem Einsetzen des Stromes zusammenfallen lassen. Die Lösung dieser Gleichung erfolgt graphisch und wird unten ausführlich beschrieben. Der Strom wird nun zu einer Zeit t_1 wieder null und von da ab bis zum Ende der Periode bleibt das Ventil undurchlässig. Für diesen Zeitabschnitt wollen wir aber zunächst $\varphi(i) = Ri$ annehmen und dann R ins Unendliche wachsen lassen. Es gilt dann jedenfalls die Gleichung

$$L\frac{di}{dt} + Ri = E_0 \sin(wt - \alpha) \tag{3}$$



Das Integral dieser Gleichung muß folgende zwei Bedingungen erfüllen. Es muß sein

$$\left.\begin{array}{l} i = 0 \text{ für } t = t_1 \\ i = 0 \text{ für } t = \frac{2\pi}{w} \text{ (wegen der Periodizität)} \end{array}\right\} \quad (4)$$

Diese Forderungen werden wie im Papalexischen Fall erfüllt durch das Integral:

$$i = \frac{E_0 \cos\chi}{R}\left[\sin(wt - \alpha - \chi) - \sin(wt_1 - \alpha - \chi) \cdot e^{-\frac{w(t-t_1)}{\operatorname{tg}\chi}}\right] \quad (5)$$

$$\operatorname{tg}\chi = \frac{Lw}{R}$$

Für $t = \frac{2\pi}{w}$ wird

$$0 = \sin(\alpha + \chi) + \sin(wt_1 - \alpha - \chi)\, e^{-\frac{2\pi + wt_1}{\operatorname{tg}\chi}} \quad (6)$$

Hieraus wäre, wenn t_1 bekannt, der Phasenwinkel α zu berechnen. Die Gleichung (6) gilt aber offenbar auch noch für beliebig großes R. Dann verschwindet aber für $R = \infty$ das 2. Glied und es bleibt

$$\sin(\alpha + \chi) = 0 \quad \text{und wegen} \quad \chi = 0 \quad \text{für} \quad R = \infty:\ \alpha = 0 \quad (7)$$

Legen wir also den Nullpunkt der Zeitachse in den Punkt, in welchem die Spannung durch null nach positiven Werten geht, so ist die stationäre Integralkurve diejenige durch den Ursprung des Koordinatensystems.

Die graphische Integration der Gleichung (2) soll nun an Hand eines Beispiels erläutert werden: Sinusförmige Wechselspannung von 110 Volt Amplitude, als Ventil eine Glühkathodenröhre, deren Charakteristik mir Herr Dr. Mauz freundlicherweise zur Verfügung stellte. Als geeignete Maßstäbe wählen wir für die Zeichnung (Fig. 2) folgende:

Zeit t: 1 cm = 10^{-4} sec, 1 sec = 10^4 cm
Strom i: 1 cm = 5 M.A., 1 A: = 200 cm
Spannung E: 1 cm = 20 V, 1 V: = $\frac{1}{20}$ cm

Diese Maßstäbe sollen sowohl für die Charakteristik als für den zeitlichen Verlauf von Strom und Spannung gelten. Die Verschiedenheit der Maßstäbe für t und i ändert aber den Differentialquotienten $\frac{di}{dt}$. Wir setzen daher entsprechend unsern Maßstäben

$$\begin{array}{l} x = 10000\, z \\ y = \quad 200\, i \end{array} \quad (8)$$

hieraus

$$\frac{d\,y}{d\,x} = \frac{1}{50}\,\frac{d\,i}{d\,t}, \qquad \frac{d\,i}{d\,t} = 50\,\frac{d\,y}{d\,x}$$

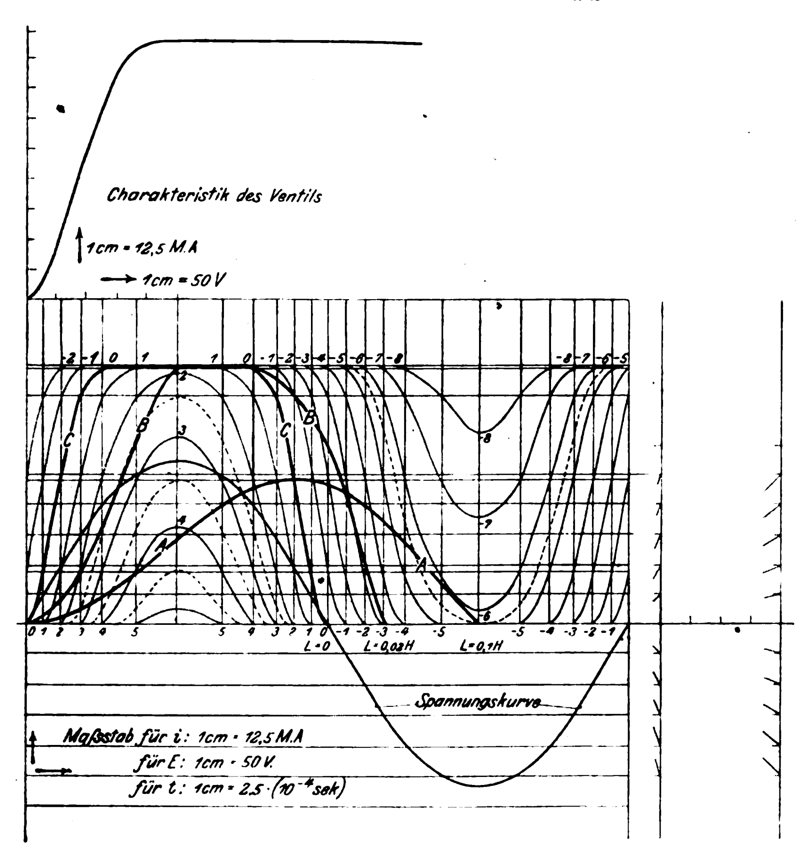


Fig. 2.

In den neuen Variabeln x und y, für die beide die Einheit 1 cm beträgt, lautet die Gleichung also

$$50\,L\,\frac{d\,y}{d\,x} + \varphi(y) = E_0 \sin\frac{w\,x}{10000} \tag{9}$$

Die Isoklinen haben also die einfache Gleichung

$$y - \psi\left\{E_0 \sin\frac{w\,x}{10000} - 50\,L\,p\right\} \tag{10}$$

Digitized by Google

Setzen wir $50\,L\,p = K$, so lautet sie

$$y = \psi\left(E_0 \sin \frac{w\,x}{10000} - K\right) \tag{10a}$$

Der Ausdruck $\left(E_0 \sin \frac{w\,x}{10000} - K\right)$ ist aber für ein bestimmtes x aus der Zeichnung der Spannungskurve $E = E_0 \sin \frac{w\,x}{10000}$ ohne weiteres zu entnehmen: Es ist der Abstand des betreffenden Punktes der Spannungskurve von der Geraden $y = K$. Die Ventilcharakteristik gibt dann den zugehörigen Wert von y, den man in dasselbe Koordinatensystem wie die Spannungskurven einträgt, derart, daß die Abszisse dieselbe wird, wie die des zugehörigen Punktes der Spannungskurve. Die Fig. 2 entsteht daher folgendermaßen. Wir zeichnen zunächst die Spannungskurve $E = E_0 \sin \frac{w\,x}{10000}$ und schneiden sie mit den Geraden $y = 1, 2, 3, 4, \ldots\ldots$ Dann zeichnen wir, wie eben angegeben, die Kurven (10a) für $K = 0, 1, 2, 3, 4 \ldots\ldots$ und schreiben an sie die zugehörigen Werte von K. Da, wo die zu ganzzahligen K gehörenden Kurven zu weit auseinander liegen, schalte man nach Bedarf Zwischenwerte ein. In dieses Netz läßt sich nun bei beliebiger Selbstinduktion der zeitliche Stromverlauf sehr schnell einzeichnen. Es sei z. B. $L = 0{,}1$ Henry, dann ist $K = 50 \cdot 0{,}1\,p$, $p = {}^1/_5\,K$.

Zur Kurve $K = 1, 2 \ldots$ gehören also die Steigungen ${}^1/_5, {}^2/_5 \ldots$ Diese Steigungen zeichnet man am einfachsten in einer Nebenfigur (rechter Rand von Fig. 2) auf. Wir beginnen nun mit dem Zeichnen der Integralkurve im Ursprung, da nach oben dies die stationäre Lösung ergibt. Durch diesen Punkt geht die Isokline für $p = 0$. Wir zeichnen also ein wagerechtes Geradenstück bis zur Mitte zwischen der Kurve $K = 0$ und der Kurve $K = 1$, $p = {}^1/_5$. Von hier ab gehen wir mit der Steigung ${}^1/_5$ weiter bis zur Mitte zwischen den Kurven $K = 1$ und $K = 2$. So fahren wir fort, bis wir die x-Achse zum zweiten Male erreicht haben. Von diesem Zeitpunkt an ist das Ventil bis zum Ende der Periode undurchlässig. Der Vorteil des Verfahrens besteht nun darin, daß man mit demselben Isoklinennetz den Stromverlauf für alle andern Selbstinduktionen zeichnen kann. Es ändert sich lediglich der den einzelnen Isoklinen zukommende Wert der Steigung. So ist z. B. für $L = 0{,}2$ H.: $K = 50 \cdot 0{,}02\,p$ oder $p = K$. Zur Kurve $K = 1$ gehört also in diesem Fall die Steigung 1. Auf diese Weise ist in Fig. 2 der Stromverlauf für $L = 0{,}1$ H.

(Kurve A), $L = 0{,}02$ H. (Kurve B) gezeichnet und außerdem in Kurve C der Stromverlauf ohne Selbstinduktion angegeben.

Zur Untersuchung auf etwa besonders hervortretende Oberschwingungen empfiehlt sich die harmonische Analyse der so gefundenen Stromkurven. Sie wurde an der zur Selbstinduktion $L = 0{,}1$ Henry gehörenden Kurve nach dem überaus zweckmäßigen Schema von Lohmann[1]) durchgeführt und ergab für die Reihe:

$$y = r_0 + \sum_1^{\infty} r_n \sin(n w t + \varphi_n) \qquad (11)$$

die Koeffizienten.

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
r_n	1,97	2,50	0,51	0,19	0,10	0,03	$0{,}05_5$	3,04	0,05	0,03	0,01
φ_n		298°	119°30′	195°10′	277°	0°50′	101°30′	207°10′	300°30′	84°20′	90°

München, Physikal. Institut der Technischen Hochschule,
Dez. 1921.

1) Lohmann, Harmonische Analyse zum Selbstunterricht. Hamburg u. Berlin 1921.

Bestimmung der Richtung atmosphärischer oder statischer Störungen in der drahtlosen Telegraphie.

Von **L. W. Austin.**[1])

(Nach dem Original übersetzt von Dipl.-Ing. H. Eales.)

Die zufällige Entdeckung, daß die atmosphärischen oder statischen Störungen aus mehr oder weniger bestimmten Richtungen kommen, wurde in Amerika von einer Anzahl von Beobachtern unabhängig voneinander während des Sommers 1918 gemacht und zwar in Verbindung mit den Arbeiten, die damals an verschiedenen Orten ausgeführt wurden, um einen vollkommenen Empfang europäischer Signale zu sichern.[2]) Dabei wurde beobachtet, daß längs der Küste von Neu-England und den Mittelstaaten die statischen Störungen im allgemeinen

1) Anmerkung des Verfassers. Vermutungen darüber, daß die statischen Störungen aus bestimmten Richtungen kommen, sind schon früher von Marconi, Pickard u. and. geäußert worden, siehe G. W. Pickard, Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, Bd. 8, Seite 358, 1920 (siehe Journal of the Franklin Institute).

2) Anmerkung des Übersetzers. Vergleiche hierzu den Aufsatz des Verfassers im Jahrbuch Bd. 17, Seite 410ff., sowie ebenda Seite 402ff.



aus dem Südwesten zu kommen schienen. Es wurden zwar nur sehr wenig quantitative Beobachtungen gemacht, aber es herrschte allgemein der Eindruck, daß die Quelle der Störungen höchstwahrscheinlich in den heißen Ebenen der südwestlichen Staaten der Union und von Mexiko läge.

Winter und Frühling 1920.

Um die statischen Störungen während derjenigen Monate zu studieren, in denen sie in Washington zu schwach sind, um wertvoll für Untersuchungen zu sein, wurde der Verfasser im Februar 1920 nach Porto Rico gesandt.

San Juan. Am 26. Februar wurden die Apparate auf dem Staatsgelände der Marine in San Juan in der Nähe der alten Festung San Geronimo aufgestellt, wobei die Instrumente unter einem Zelt geschützt wurden. Zum Messen der Stärke der Signale und der Richtung der statischen Störungen war es nicht bequem, eine drehbare Antennenschleife von solcher Größe aufzustellen, die genügt hätte, um ohne Verstärkung zufriedenstellende Beobachtungen zu gestatten. Es wurden deshalb zwei Normalschleifen von je 10 Windungen, 50 Fuß Länge und 8 Fuß Höhe mit 6 Zoll Abstand zwischen den Windungen unter rechtem Winkel zueinander aufgestellt und diese Anordnung so mit Schaltern ausgestattet, daß jede Schleife allein benutzt werden konnte oder auch beide in Parallelschaltung und zwar entweder im gleichen oder im entgegengesetzten Sinne.

Dem System wurde in der gebräuchlichen Weise eine einseitige Richtempfangswirkung gegeben durch Kombination mit einer kleinen offenen Antenne. Diese Anordnung ermöglichte Ablesungen in acht Richtungen, d. h. unter je 45^0 Kompaßstellung, und es konnten dabei Werte interpoliert werden, so daß die Richtungen mit einer genügenden Genauigkeit bis etwa 15^0 bekannt waren.

Eine typische Ablesungsreihe ist unter dem Datum des 15. März in Tabelle I gegeben. Hier erkennt man, daß der größere Teil der statischen Störungen aus einer Richtung kam, die etwas östlich von der genauen Südrichtung lag.

Während der Monate Februar und März war die Abhängigkeit der Stärke der statischen Störungen von der Wellenlänge sehr bemerkenswert, wie dies unter dem Datum des 9. März in Tabelle II dargestellt ist, wo die Stärke der Störungen zwischen 7000 und 18000 Metern Wellenlänge auf den zwanzigfachen Wert steigt. Dies steht im ausgesprochenen Gegensatz zu den Beobachtungen in Cayey während der

Tabelle I.

Typische Beobachtungen über statische Störung aus dem Süden.
San Geronimo, 15. März.

Richtung	Hörbarkeit
N	6
NO	20
O	40
SO	60
S	70
SW	40
W	30
NW	30

Beobachtnngen während eines statischen Sturms. Störungen vorwiegend aus Richtung West zu Nord, aber mit viel örtlichen Störungen.
Cayey, 16. April.

Richtung	Hörbarkeit
N	200
NO	100
O	80
SO	100
S	100
SW	150
W	300
NW	200

schweren statischen Störungen vom 14. April, Tabelle II, aus der ersichtlich ist, daß die Stärke der atmosphärischen Störungen zwischen denselben Grenzen fast unverändert bleibt.

Tabelle II.

Zunahme der statischen Störungen mit der Wellenlänge.

San Geronimo, 9. März.

Wellenlänge in m	Hörbarkeit
7 000	2
10 000	10
13 000	16
18 000	40

Cayey (statischer Sturm). 14. April.

Wellenlänge in m	Hörbarkeit
7 000	80
10 000	100
18 000	100

Loiza. Am 19. März wurden die Empfangsapparate nach einem etwa 20 Meilen östlich von San Juan und 4 Meilen von der See gelegenen Orte gebracht. Das Schleifenantennensystem war mit dem in San Geronimo identisch. Die Beobachtungen wurden hier bis zum 31. März fortgesetzt und zum Teil von Gunner Taylor aufgenommen. Die Ergebnisse waren im Charakter denen in San Geronimo ähnlich, obwohl die Signale etwas schwächer waren.

Tabelle III.

Richtungsänderung der statischen Störungen mit der Jahreszeit.

San Geronimo von 1.—18. März	Loiza von 19.—31. März	Cayey von 14.—25. April
80 % Süd	50 % Süd	30 % Süd
20 % West zu Nord	50 % West zu Nord	70 % West zu Nord

Cayey. Die Beobachtungen in Cayey, in einer Höhe von 1300 Fuß über dem Meere und 30 Meilen von der Nordküste ent-

fernt, erstreckten sich vom 2. bis zum 15. April, die Apparate und die Anordnung der Schleifenantennen waren die gleichen wie sie auf den anderen Stationen verwendet worden waren. Die Beobachtungen zeigten, daß unter Berücksichtigung des Umstandes, daß mit fortschreitender Jahreszeit die Signale schwächer würden, der Empfang in Cayey dem der Stationen längs der Nordküste entschieden überlegen ist, während mit Ausnahme des statischen Sturmes vom 14. bis zum 19. April die statischen Umstände günstiger sind. Während dieser Zeit drehten sich die statischen Störungen, die während des Monats März vorwiegend aus dem Süden kamen, so, daß sie in der Hauptsache aus einer etwas nördlicher als die Westrichtung gelegenen Richtung kamen (siehe Tabelle I), und da die Periode der Empfangsschwierigkeiten in Otter Cliffs und Cayey identisch zu sein schienen, so konnte gefolgert werden, daß die Störungen aus einer gemeinsamen Quelle herkämen. Von den statischen Nachmittagsstörungen längs der atlantischen Küsten der nördlichen Staaten der Union war festgestellt worden, daß sie im allgemeinen annähernd aus Südwesten kämen. Diese beiden Richtungslinien der statischen Störungen von Otter Cliffs und Cayey würden sich dann in Mexico schneiden.

Sommer 1920.

Während der Sommerarbeiten des Jahres 1920 wurde der Versuch gemacht, unsere Kenntnisse der Richtung statischer Störungen auf die Küstengegenden des Stillen Ozeans auszudehnen und auf diese Weise unsere Beobachtungen bezüglich der Bedingungen an der Ostküste und in Porto Rico auf ihre Richtigkeit und Zuverlässigkeit nachzuprüfen und festzustellen.

Die verwendeten Apparate bestanden aus der drehbaren Schleifenantenne von 15 Windungen, 30 Fuß Länge, 8 Fuß Höhe und 4,5 Zoll Zwischenraum zwischen den Windungen und den in der nebenstehenden Figur dargestellten Stromkreisen. Der in die Antenne eingeschaltete, aus einer Parallelverzweigung von Kapazität und Selbstinduktion bestehende Resonanzkreis vereinfacht die Abstimmung auf große Wellenlängen bei niedrigen Antennen und gibt scheinbar auch besseren Ausgleich, als mit einer Serienschaltung der Abstimmelemente möglich ist. Der Widerstand R_1, von 5000 bis zu 30000 Ohm, dient dazu, die Signalstärke der offenen Antenne angenähert gleich zu machen derjenigen der Schleifenantenne, während R_2, von 200 bis zu 1000 Ohm, den Resonanzkreis verbreitert und gestattet, die Kopplung ohne zu rasches Umspringen der Phasen zu verändern, wodurch ein vollkommener

Ausgleich leicht erreichbar wird. Die auf den verschiedenen Stationen verwendeten Ausgleichsantennen waren der Größe nach beträchtlich voneinander verschieden. Ein einzelner 100 Fuß langer und 30 bis 50 Fuß hochgespannter Draht wurde als zufriedenstellend gefunden. Die Anordnung der Kopplung zwischen der offenen Antenne und der Schleifenantenne, wie sie in der Figur dargestellt ist, gibt der Schleife

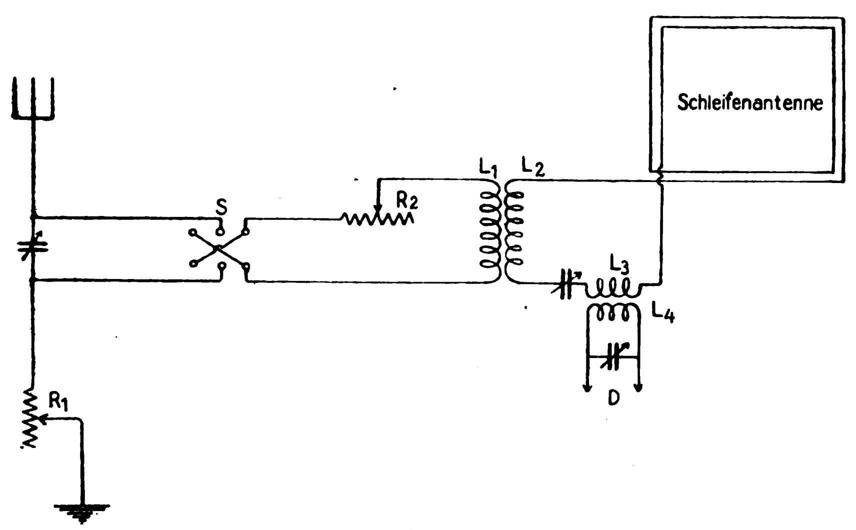


Fig. 1. Schaltung für die Bestimmung der Richtung der atmosphärischen Störungen.

eine einseitige Empfangsrichtung. Steht der Schalter S in der einen Stellung, so werden die Signale aus der einen Richtung aufgenommen, während diejenigen der entgegengesetzten Richtung ausgeschaltet sind, wird dagegen der Schalter umgelegt, so werden nur aus der entgegengesetzten Richtung Signale empfangen. Ähnliche Kombinationen mit einseitig gerichteter Empfangswirkung können aus einer offenen Antenne und einem Paar von unter Wasser oder unter der Erdoberfläche verlegten Drähten gebildet werden oder überhaupt zwischen einer gewöhnlichen Antenne und irgendeiner Antennenanordnung mit gerichteter Empfangswirkung.

Zur Bestimmung der Richtung der statischen Störungen wird die Schleifenantenne gedreht und die Kopplung zwischen L_1 und L_2 so eingestellt, daß bei einer bestimmten Stellung des Umschalters S die statische Störung ein Maximum ist, während sie bei der entgegen-

gesetzten Schalterstellung ein Minimum ist. Die absolute Richtung, in der die Signale bei einer bestimmten Schalterstellung verstärkt und geschwächt werden, wird am besten festgestellt durch Bestimmung des Empfanges von einer Station in einer bekannten Richtung. Wenn diese absolute Richtung bestimmt ist, ist es ratsam, auf der einen Seite der Schleife ein Zeichen anzubringen, welches einem Zeichen am Schalter entspricht, um anzuzeigen, daß die Signale von dieser Seite der Schleife her bei der gekennzeichneten Schalterstellung verstärkt werden. Wenn die allgemeine Richtung der statischen Störungen in der beschriebenen Weise bestimmt worden ist, wird die Schleife in eine etwa im rechten Winkel zu der gefundenen Richtung der statischen Störungen liegende Stellung gedreht. Dann wird der Schalter S schnell hin- und hergelegt, während gleichzeitig die Schleife langsam gedreht wird, bis diejenige Lage erreicht ist, in welcher der von den statischen Störungen im Telephon erzeugte Ton bei beiden Schalterstellungen dieselbe Stärke besitzt.

Für genaue Messungen sollte die in Graden ausgedrückte Lage der Schleife beobachtet werden, bei der ein Unterschied in der Intensität der statischen Störungen beiderseits der Zone der Gleichheit gerade noch wahrnehmbar ist. In der Mitte zwischen diesen beiden Lagen liegt die Schleife genau in rechtem Winkel zur Richtung der statischen Störungen. Diese Art der Bestimmung der Richtung der statischen Störungen ist weit genauer als diejenige der einfachen unausgeglichenen Schleife (Wellenkompaß). In der Tat können mit der Ausgleichsmethode auch dann noch gute Richtungsbestimmungen erhalten werden, wenn mit Hilfe der einfachen Schleifenantenne kein Unterschied der Intensität mehr beobachtet werden kann.

Während des vergangenen Sommers wurden täglich Beobachtungen im Naval Radio Research Laboratory (Washington) gemacht, und während bestimmter Perioden in Astoria (Oregon), Bremerton (Wash.), San Francisco (Cal.) und San Diego (Cal.) und außerdem einige in Porto Rico und an anderen Orten.

Astoria. Die Apparate wurden in einer etwa eine Meile von der drahtlosen Station entfernten Milchwirtschaft aufgestellt, um den Einfluß der Stationsantenne und außerordentlich heftige Interferenzen zu vermeiden. Die Schleifenantenne war von der schon beschriebenen Art und die offene Antenne war ein einfacher Draht, der längs des Firstbalkens eines Stalles etwa 25 bis 30 Fuß über dem Boden entlang lief. Die Empfangsinstrumente waren von einem Zelt bedeckt und die Arbeiten wurden mit Hilfe des Radiosachverständigen Marriott von Puget

Sound Navy Yard und seines Assistenten durchgeführt. Die Beobachtungen wurden ausgeführt in der Zeit vom 21. Juli bis zum 31. Juli und die Ergebnisse der Richtungsbestimmungen der statischen Störungen sind in Tabelle IV wiedergegeben. Im allgemeinen wurde gefunden, daß, während die statischen Störungen bezüglich ihrer Richtung unregelmäßig waren, die einzelnen Beobachtungen in zwei Gruppen zerfielen, von denen die eine größere Störungen aus einer 20° nördlich der Ostrichtung gelegenen Richtung anzeigte. Dabei schien nur ein geringer Zusammenhang zwischen den statischen Störungen und den allgemeinen Wetterbedingungen zu bestehen.

Tabelle IV.

Beobachtungen in Astoria.

Richtung	Anzahl der beobachteten Fälle
NO	8
ONO	19
O	3
OSO	8
SO	8
S	1

Genauigkeit geschätzt auf 5°—15°.

Bremerton. Da in Bremerton kein geeigneter Platz auf dem Hafengelände gefunden werden konnte, wurde die Schleifenantenne auf einem unbebauten Grundstück in der Nähe des Hauses von Mr. Marriott errichtet und die Instrumente wie in Astoria unter einem Zelt untergebracht. Die Ausgleichsantenne von etwa 90 Fuß Länge lief nach einem Pfahl auf einem benachbarten Grundstück.

Die Beobachtungen wurden am 26. Juli begonnen und die Tabelle V zeigt einen Überblick über die Richtungsbestimmungen bis zum 23. August. Aus Tabelle V ist ersichtlich, daß die Beobachtungen noch unregel-

Tabelle V.

Beobachtungen in Bremerton.

Richtung	Zahl der beobachteten Fälle
WNW	1
NW	3
N	1
NO	4
ONO	5
O	13
OSO	13
SO	27
SSO	2

Genauigkeit geschätzt auf 5°—15°.

mäßiger sind als in Astoria; an einigen Tagen kamen die Störungen sogar von der seewärts gelegenen Seite her, ohne Zweifel eine Folge der Bergkette des Mount Olympus, die zwischen Bremerton und dem Stillen Ozean liegt. Trotz dieser Unregelmäßigkeiten scheint eine beträchtliche Zusammendrängung der statischen Störungen aus dem Südosten zu bestehen.

San Francisco. Die Schleifenantenne wurde hier auf dem höchsten Punkt von Goat Island errichtet, als Ausgleichsantenne wurde eine doppeldrähtige Antenne von etwa 50 Fuß Höhe verwendet, die ursprünglich bestimmt war für Arbeiten mit kurzen Funkenwellen. Tabelle VI zeigt die Richtungsbeobachtungen zwischen dem 11. und

Tabelle VI.
Beobachtungen in San Francisco.
Wellenlänge = 8000—12000 m.

Datum und Tageszeit			Richtung der statischen Störungen
11.	August	3 Uhr nachmittag	N
12.	„	10 Uhr vormittag	O
13.	„	2 Uhr nachmittag	4° südlich von Ost
14.	„	3 Uhr nachmittag	O
16.	„	10 Uhr vormittag	O
16.	„	3 Uhr 30 Min. nachmittag	4° südlich von Ost
17.	„	5 Uhr nachmittag	5° „ „ „
18.	„	4 Uhr nachmittag	9° „ „ „
19.	„	3 Uhr nachmittag	9° „ „ „
20.	„	2 Uhr nachmittag	10° „ „ „
21.	„	3 Uhr nachmittag	8° „ „ „
23.	„	4 Uhr nachmittag	2° „ „ „
24.	„	1 Uhr nachmittag	4° „ „ „
25.	„	3 Uhr nachmittag	8° „ „ „
29.	„	6 Uhr 30 Min. nachmittag	8° „ „ „
30.	„	2 Uhr nachmittag	8° „ „ „
31.	„	4 Uhr nachmittag	3° „ „ „

Genauigkeit geschätzt auf 2°—4°.

31. August. Man ersieht sogleich, daß die Richtwirkung der statischen Störungen gänzlich verschieden von der in Astoria und Bremerton beobachteten ist. Statt über einen Bogen von nahezu 180° verstreut zu sein, lagen alle Beobachtungen mit Ausnahme einer einzigen, die von irgendwelchen örtlichen Verhältnissen bedingt gewesen sein mochte, innerhalb eines Bogens von 10°. Dieser Umstand ist bemerkenswert günstig in bezug auf Störungsausschaltung für den Empfang aus dem Westen.

San Diego. In San Diego wurde die Schleifenantenne gegenüber der entfernten Kontroll-Empfangsstation auf North Island errichtet und die Empfangsapparate in einer der Empfangsbuden der

Station aufgestellt. Die Beobachtungen, die sich vom 26. August bis zum 10. September erstreckten, sind in Tabelle VII wiedergegeben,

Tabelle VII.

Beobachtungen in San Diego.

Wellenlänge 11000—17000 m.

Datum und Tageszeit			Richtung der statischen Störungen	Hörbarkeit (ohne Verstärk.)
26.	August	3 Uhr nachmittag	10° südlich von Ost	40
27.	„	11 Uhr vormittag	O	40
27.	„	3 Uhr nachmittag	O	40
28.	„	3 Uhr nachmittag	5° nördlich von Ost	10
30.	„	3 Uhr nachmittag	10° südlich von Ost	30
31.	„	11 Uhr vormittag	10° südlich von Ost	20
1.	Sept.	3 Uhr nachmittag	10° südlich von Ost	15
2.	„	3 Uhr 30 Min. nachmittag	10° südlich von Ost	8
3.	„	4 Uhr nachmittag	10° züdlich von Ost	8
5.	„	3 Uhr nachmittag	10° südlich von Ost	—
8.	„	11 Uhr vormittag	O	20
10.	„	3 Uhr nachmittag	O	40

Genauigkeit geschätzt auf 2°—5°, aber absolute Richtung weniger genau bekannt als in San Francisco.

die Wellenlänge bei den meisten Beobachtungen war ungefähr 11000 Meter. Hier, wie in San Francisco, besaßen die statischen Störungen eine scharfe Richtwirkung genau aus Südosten, wobei keine der Beobachtungen um mehr als einige Grade von dieser Richtung abwichen. Die Intensität der statischen Störungen war im allgemeinen an diesen beiden Orten nicht sehr verschieden, an schlechten Tagen vielleicht ein wenig häufiger in San Diego.

Washington. Während des Sommers wurden Beobachtungen über die Richtung statischer Störungen zweimal am Tage im Naval Radio Research Laboratory angestellt. Ein Überblick über die Nachmittags-Ergebnisse der Beobachtungen vom 1. Juli bis zum 15. September ist in Tabelle VIII wiedergegeben. Es wurde gefunden, daß

Tabelle VIII.

Beobachtungen in Washington.

Richtung	Zahl der beobachteten Fälle
West	1
West zu Süd	5
WSW	25
Süd-West zu West	22
SW	11
Süd-West zu Süd	6
Süd	4

Genauigkeit geschätzt auf 3°—10°.



die Richtung der statischen Störungen weniger scharf bestimmt ist, als in San Francisco und in San Diego und daß die Empfangsabdämmung im allgemeinen viel weniger vollkommen ist. Die vorherrschende Richtung scheint etwa 30° südlich der Westrichtung zu liegen, einige Beobachtungen waren über den ganzen Bogen zwischen Westen und Süden verstreut.

Porto Rico. Infolge von Mißverständnissen wurden nur einige Beobachtungen über die Richtung der statischen Störungen von Porto Rico während des Sommers übersandt, aber diese zeigen, daß die statischen Störungen vorwiegend aus dem Süden kamen, genau so, wie dies im vorhergehenden Winter beobachtet wurde, anstatt aus einer von der Westrichtung um eine Kleinigkeit nach Norden abweichenden Richtung, wie dies bei den Versuchen im zeitigen Frühjahr gefunden worden war.

Unsere Kenntnisse bezüglich der Richtung der statischen Störungen in den Südstaaten längs der Küsten des Golfes von Mexiko und des Atlantischen Ozeans sind sehr dürftig, aber die geringen zur Verfügung stehenden Beobachtungen zeigen, daß sie rund um New Orleans hauptsächlich etwas westlich von der Südrichtung herkommen, während sie in Charleston zum Teil von den Gebirgen etwas nördlich von der Westrichtung und zum Teil aus dem Südwesten kommen wie in den nördlicher gelegenen Stationen an der atlantischen Küste.

Wir können unsere Erkenntnisse über die Richtwirkung der statischen Störungen in den Vereinigten Staaten wie folgt zusammenfassen:

1. Die statischen Störungen an der atlantischen Küste der Vereinigten Staaten kommen im allgemeinen aus Richtungen, die zwischen Süden und Westen liegen, hauptsächlich aus der Richtung von Mexico, aber zum Teil auch von dem Alleghanygebirge.

2. Die wenigen Beobachtungen an der Golfküste zeigen im großen und ganzen eine Südwestrichtung, d. h. von Mexico.

3. An der Küste des Stillen Ozeans sind die statischen Störungen schwächer als an der Küste des Atlantischen Ozeans und scheinen zum größten Teil aus nahe gelegenen Zentren herzukommen. Im Norden sind sie verstreut, aber viele von ihnen scheinen aus bestimmten örtlichen Zentren zwischen den Gebirgsketten zu kommen. Mr. Marriott hat auf die Tatsache aufmerksam gemacht, daß sowohl in Bremerton als auch in Astoria ein großer Teil der statischen Störungen aus der Richtung des Mount Ranier kommen, einem isolierten Berggipfel und der höchsten Erhebung in jener Gegend. Weiter südlich, in San Fran-

cisco und San Diego sind die statischen Störungen scharf gerichtet und kommen praktisch immer aus nahezu in östlicher Richtung und voraussichtlich zwischen den nahegelegenen Gebirgszügen gelegenen Zentren.

4. In Porto Rico kommen gemäß unseren Beobachtungen die statischen Störungen im allgemeinen aus einer von zwei Richtungen, und zwar entweder etwas östlich von der Südrichtung, wahrscheinlich aus einem Zentrum in Südamerika, oder aus einem in der Richtung nach dem südlichen Mexico, etwas nördlich von der Westrichtung gelegenen Zentrum. Dieses letztgenannte Zentrum mag auch das eine sein, welches die südwestlichen statischen Störungen in den Oststaaten der Union hervorbringt. In Porto Rico gibt es auch während der heißen Monate beträchtlich zerstreute statische Störungen örtlichen Ursprungs.

5. Im allgemeinen können wir schließen, daß die statischen Störungen mehr vom Lande als von der See kommen, und wenn sie von der See zu kommen scheinen, dann liegt gewöhnlich Land in der gegebenen Richtung in nicht großer Entfernung.

6. Wenn man aus der Analogie mit den Signalen urteilen kann, so kann es zutreffend sein, daß die statischen Störungen, die mit der Wellenlänge in ausgesprochenem Maße zunehmen, wie diejenigen in Washington und die Störungen aus südlicher Richtung in Porto Rico, aus großen Entfernungen herkommen, während diejenigen statischen Störungen, die mit der Wellenlänge nur wenig schwanken wie diejenigen in San Francisco und San Diego aus nicht weit entfernten Zentren herkommen.

7. In Washington wurde allgemein beobachtet, daß die statischen Störungen vom Spätnachmittag im Sommer viel schärfer gerichtet sind als diejenigen vom Vormittag, und daß die Richtwirkung häufig in dem Maße ausgeprägter wird wie die statischen Störungen heftiger werden.

8. Zwei Arten von statischen Störungen in bezug auf die Abstimmung wurden in unserem Laboratorium beobachtet; die eine gab eine reine Stoßwirkung und wurde gleichzeitig über einen weiten Bereich von Wellenlängen gehört, bei der anderen dagegen wurden die krachenden Geräusche bei verschiedenen Wellenlängen nicht gleichzeitig gehört. Diese letztere haben wir die „Spektrum-Type“ genannt, da sie aus einer großen Zahl von unabhängigen Wellen verschiedener Wellenlänge zu bestehen scheint, die ein kontinuierliches statisches



Spektrum bilden. Man hat allen Grund zu glauben, daß die Spektrum-Type einen großen Teil der gerichteten statischen Störungen bildet.

9. Gegenwärtig ist es unmöglich, irgendeine vollständig befriedigende Theorie über den Ursprung der statischen Störungen aufzustellen, aber es erscheint wahrscheinlich, daß sie in der oberen Atmosphäre infolge mächtiger Entladungen zwischen Luftschichten von verschiedenem Potential entstehen (siehe den oben angeführten Aufsatz von Pickard), obwohl es schwer ist sich vorzustellen, wie solche Entladungen, die kräftigere elektrische Wellen als diejenigen der größten drahtlosen Sendestationen erzeugen, ohne Leuchterscheinungen zustande kommen sollten. Wenn die störenden Wellen auf diese Weise in den oberen Teilen der Atmosphäre erzeugt würden, so würde unzweifelhaft die Wellenfront sich ausbreiten, bis sie die Erdoberfläche erreicht, woselbst sie sich dann genau so wie die elektrischen Wellen von einem Flugzeug erden und dann mit einer praktisch senkrechten Wellenfront weiter bewegen, genau als ob sie von einer Antenne auf der Erdoberfläche herrührten.

Die bisher erhaltenen Beobachtungsergebnisse, mögen sie auch erst Bruchstücke sein, zeigen klar die Wichtigkeit, Beobachtungen über die Richtwirkung der statischen Störungen überall da anzustellen, wo drahtlose Stationen gelegen sind, und sie bieten einen Plan für eine allgemeine Untersuchung der statischen Störungen, die sich vielleicht auf alle Teile der Welt erstrecken könnte.

Die Verwendung des Telephons als Geber in der drahtlosen Telephonie.

Von J. Zenneck.

Im Jahre 1916 oder anfangs 1917 äußerte Herr L. de Forest mir gegenüber einmal gesprächsweise, man könnte jetzt daran denken, in der Telephonie auf das Mikrophon zu verzichten und an seiner Stelle wieder das Telephon als Geber zu verwenden, nachdem man im Elektronenrelais ein Mittel erhalten habe, schwache Wechselströme beinahe beliebig zu verstärken.

Ich habe nun in diesem Sommer durch die Herren stud. Müller und Brauneck folgende Versuche machen lassen:

Es wurde einerseits ein älteres Siemenstelephon an einen Zweiröhrenverstärker und an dessen Sekundärseite ein modernes Hörtelephon von 3600 Ohm angeschlossen. Andererseits wurde als Geber

ein gewöhnliches Mikrophon benutzt und in seinen Stromkreis ohne Verstärkung ein Telephon eingeschaltet. Beim Vergleich der beiden Anordnungen war der Unterschied überraschend. Bei der ersten Anordnung mit dem Telephon als Geber war die Wiedergabe der Sprache eine nahezu ideale, wenn man den Heizstrom des Verstärkers richtig einstellte; die feinsten Nuancen der Stimme kamen klar zum Ausdruck. Im Gegensatz dazu schien die Stimme bei der 2. Anordnung (mit dem Mikrophon als Geber) heiser und vieler ihrer charakteristischen Eigenschaften beraubt. Dabei habe ich mich ausdrücklich überzeugt, daß im zweiten Fall die Wiedergabe der Sprache um nichts schlechter war als bei der gewöhnlichen städtischen Telephonanlage. Nach diesen Versuchen scheint es außer Zweifel zu sein, daß das Telephon mit einem Röhrenverstärker als Geber eine erheblich bessere Wiedergabe der Sprache liefert als das Mikrophon.

Ich bin mir klar darüber, daß in der gewöhnlichen Telephonie aus technischen und finanziellen Gründen nicht daran gedacht werden kann, das Mikrophon als Geber durch ein Telephon mit Röhrenverstärker zu ersetzen. In der drahtlosen Telephonie gibt es aber Fälle, wo die Komplikation durch einen Röhrenverstärker gegenüber der sonst benötigten Apparatur gar nicht in Betracht kommt. Auch in diesen Fällen ist meines Wissens bisher niemals das Telephon in Verbindung mit einem Röhrenverstärker als Sender benutzt worden, vermutlich weil niemand Versuche damit gemacht und seine Vorteile erkannt hatte.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

Zur Frage der Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit quadratischem Windungsquerschnitt.

Von **Bruno Rolf.**

Im 18. Bande dieses Jahrbuches, Heft 6, hat Herr A. Esau es als eine Beschränkung der Verwendbarkeit seiner im 14. Bande, Heft 3, gegebenen Formel empfunden, daß bisher Tafeln für eine Windungszahl $n > 25$ fehlen. Dieser Mangel ist indessen leicht zu beseitigen, da man die direkte Berechnung der Strasserschen Tranzendente A_n, die für große n mühsam ist, umgehen kann. Die A_n lassen sich nämlich durch die Eulersche Summationsformel folgendermaßen ausdrücken:



$$A_n = n^2 [\log \text{nat}\, n - \tfrac{3}{2}] + n \log 2\pi - \tfrac{1}{6} \log \text{nat}\, n - 0{,}3312 - \frac{1}{120\, n^2} + \frac{7}{2160\, n^3}.$$

Dieser Ausdruck gibt schon für $n = 2$ einen Wert, der nur um 0,005 % von dem wahren abweicht; vernachlässigt man bei $n = 5$ die zwei letzten Glieder, beträgt der Fehler jedoch nur 0,002 %.

Ohne weitere Vernachlässigungen kann jetzt aus der Esauschen Formel gefolgert werden:

$$L_0 = 8 a n^2 \Big\{ 0{,}725\,987 - \frac{0{,}894\,730}{n} + \frac{\log \text{nat}\, n + 1{,}987}{6 n^2} + \frac{1}{120\, n^4} - \frac{7}{2160\, n^5} + \log \text{nat} \frac{a}{n g} + \frac{1}{3}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)\left(1 - 0{,}021\,446 \frac{n g}{a}\right) \frac{n g}{a} \Big\} + 8 a n \log \text{nat} \frac{g}{2 \varrho}.$$

Das bei der Zusammenrechnung Esaus vernachlässigte Glied $8 a n \cdot \frac{\varrho}{a}$ dürfte immer belanglos sein. Bei der Durchführung der

Tafel der Werte von $F(n)$.

$$F(n) = 0{,}725\,987 - \frac{0{,}894\,730}{n} + \frac{\log \text{nat}\, n + 1{,}987}{6 n^2} + \frac{1}{120 n^4} - \frac{7}{2160 n^5}$$

	+ 0	+ 1	+ 2	+ 3	+ 4
n = 0 +	—	—	0,3907	0,4850	0,5375
10 +	0,6437	0,6507	0,6566	0,6616	0,6660
20 +	0,6833				

	+ 5	+ 6	+ 7	+ 8	+ 9
n = 0 +	0,5710	0,5944	0,6116	0,6247	0,6352
10 +	0,6698	0,6732	0,6761	0,6788	0,6812
20 +	0,6916				

n =	$F(n)$	n =	$F(n)$	n =	$F(n)$
20	0,6833	75	0,7143	160	0,7205
25	0,6916	80	0,7150	170	0,7208
30	0,6972	85	0,7156	180	0,7211
35	0,7012	90	0,7162	190	9,7213
40	0,7042	95	0,7167	200	0,7216
45	0,7066	100	0,7172	250	0,7224
50	0,7085	110	0,7180	300	0,7230
55	0,7101	120	0,7186	350	0,7234
60	0,7114	130	0,7192	400	0,7238
65	0,7125	140	0,7197	∞	0,7238
70	0,7135	150	0,7201		

Rechnung bis auf die quadratischen Glieder von $\left(\frac{g}{a}\right)^2$ hat man aber nicht das Recht, die Spule durch ein Aneinanderreihen von ebenen Rechtecken ersetzt zu denken; schon der Koeffizient von $\frac{g}{a}$ wird dadurch zu groß. Deshalb habe ich es bis jetzt unterlassen, die Tafeln Esaus zu erweitern, obwohl der Fehler für sehr kurze Spulen, wie man sie in Rahmenantennen braucht, ohne Bedeutung ist.

Die ersten deutschen Versuche mit Funkentelegraphie 1897.

Von **Eugen Nesper.**

„Möge dieses Beispiel aber zeigen, daß die Anwendung elektrischer Strahlen mit Marconis Erfindung nicht erschöpft ist. Die Natur hat uns ein neues Tor geöffnet, Aufgabe der Wissenschaft ist es zunächst, den erschlossenen Raum zu erhellen . . .“

„Das Meer der elektrischen Wellen erschließt sich erst jetzt. Wiederum ist es zunächst nur ein leichtes Schiff, das wir getragen sehen. Mehr als ein berückender Traum will es uns aber scheinen, daß dereinst auch schwere Fahrzeuge auf seinen Wogen dahinziehen. Trägt doch die Wasserwelle nicht nur die leichteste Feder, sondern mit gleicher Willigkeit das belastete Eisenschiff von Ufer zu Ufer; sendet die Sonne doch schon seit Jahrtausenden mit den Wellen des Äthers ungezählte Millionen von Pferdestärken auf die erstarrende kraftarme Erde!“

Mit diesen Worten schloß Adolf Slaby seinen ersten großen funkentelegraphischen Vortrag im Verein zur Beförderung des Gewerbefleißes am 1. Nov. 1897. In weitausschauendem Maße ist hierdurch nicht nur die Entwicklung dieser 25 Jahre vorausgesehen, sondern es ist auch das skizziert, was noch zu erwarten ist, und was wir alle erhoffen.

Die drahtlose Verkehrstechnik hat einen stolzen Gipfel erklommen. Die Entfernungen der Erde sind überwunden, nachdem es einerseits gelungen ist, die Senderleistung fast beliebig zu steigern, und andererseits Empfangsströme von 10^{-8} Ampere und weniger noch betriebssicher zu empfangen.

Betrachtet man demgemäß die Versuchsanordnungen von 1897, so stehen diese etwa in eben dem Verhältnis wie der Prachtbau

Nauen zu einer damals im Rangsdorfer Schuppen aufgestellten Senderanordnung. Aber eine solche Betrachtungsweise ist abwegig und würde ein falsches Bild ergeben. Wer damals in Sakrow die ersten Morsezeichen vom Sender Pfaueninsel ankommen sah und hörte, war wohl ebenso ergriffen wie von den ersten Flugversuchen Lilienthals auf dem Tempelhoferfelde, wo bündig der Beweis geliefert wurde, das ein in die Luft sich erheben möglich war mit einem Apparat schwerer als Luft. Und gegenüber der Lilienthalschen Erfindung bedeutet die heutige Form des Mehrdeckers relativ viel weniger einen Fortschritt, als er in der F.-T. dieser 25 Jahre geleistet wurde. Es möge daher eine kurze Exkursion in das Gebiet „zur Zeit der Erfindung" gestattet sein.

Vorhanden waren seit Ende der 80er Jahre die auf den Arbeiten von Faraday, Maxwell und William Thomson basierenden Versuche und Schriften von Heinrich Hertz, in denen für den, der Lesen und Denken konnte, bereits alles enthalten war. Daher konnte auch Oliver Lodge schon Anfang der 90er Jahre die Hertzschen Anordnungen sehr vervollkommnen. Aber noch haftete allen diesen Einrichtungen zu sehr das Laboratorium an, und vor allem beschränkte sich die Reichweite nur auf wenige Meter, bis 1896 Guglielmo Marconi den Mut hatte, mit dem Sender und Empfänger, die er beide erdete, ins Gelände zu gehen, um sofort zu konstatieren, daß praktisch eine drahtlose Verständigung auch auf erheblich größere Entfernungen möglich war. Damit war die drahtlose Nachrichtenübermittlung geboren. Von diesem Ausgangspunkt aus fand die Entwicklung der F.-T. in Deutschland statt.

Was war nun hier schon bis zum 1. Nov. 1897 geleistet worden? Um es vorweg zu nehmen: Man konnte bis auf eine Entfernung von 21 km drahtlos einen Morseschreiber betätigen und im allgemeinen richtige unverstümmelte Telegramme ohne verbindenden Leitungsdraht übertragen. Dabei waren die Mittel, die von Slaby benutzt wurden, nach dem Vorgange von Marconi entsprechend dem Schema Fig. 1 die denkbar einfachsten. Von einem Fesselballon *a* in einer Höhe von ca. 250 m bis 300 m über dem Erdboden wurde das Haltetau gleichzeitig als Antenne benutzt. Die obersten 20 m *b* und die untersten nach der Winde *d* verlaufenden 20 m aus Hanftau bestehend, dazwischen 100 m Drahtseil *c*, welches als eigentlicher Antennendraht diente. Durch einen dünnen blanken Kupferdraht war das untere Ende desselben mit einem Vierkugeloszillator *e* von Righi verbunden, dessen beide mittlere Kugeln in Vaselineöl gebettet waren, um das Entladungspotential zu erhöhen.

Die Außenkugeln waren an die Sekundärwicklung eines verhältnismäßig kleinen Induktors gelegt von 25 cm Schlagweite, dessen Primärwicklung von 8 Akkumulatorzellen *h* über einen Unterbrecher *i* gespeist wurde. Die eine Außenkugel des Oszillators *e* war geerdet einfach dadurch, daß in den Boden ein Säbel gesteckt war.

Der Empfänger war entsprechend ausgeführt. Anordnung und Dimensionen der Antenne entsprachen denen des Senders vollkommen. Die Zuführung des Empfangsstromes zu dem gleich dem Sender vollkommen offen gebauten Empfänger erfolgte durch einen dünnen Kupfer-

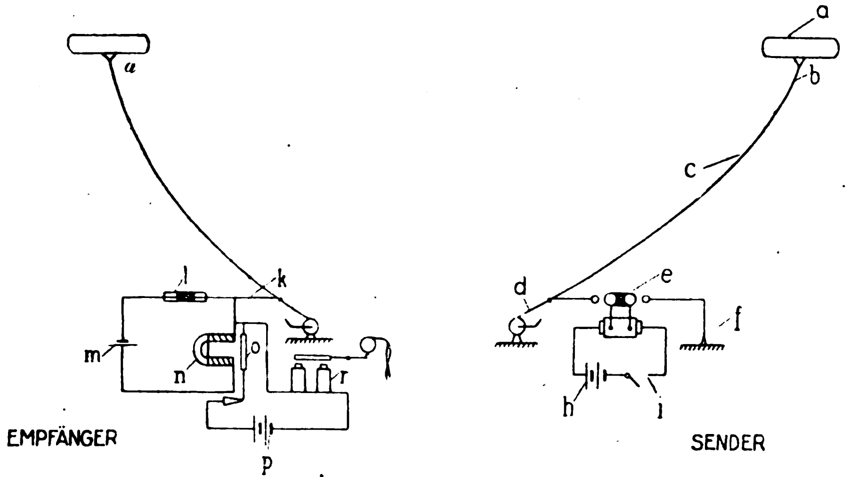


Fig. 1. Schema der Sender-Empfangsanordnung von A. Slaby 1897.

draht *k*. *l* ist der Kohärer, der um atmosphärische Störungen, die selbstredend bei der ganzen Anordnung sich sehr störend bemerkbar machten, — konnte man doch unten aus den Antennendrähten viele zentimeterlange Funken herausziehen! — absichtlich unempfindlich gewählt wurde, *m* ein Element, *n* ein Relais, welches nach Stromdurchgang den Anker *o* betätigte und dadurch mittels des Batteriestromes *p* den Morseschreiber *r* in Gang setzte.

Mit dieser Anwendung, bei der der Sender in Rangsdorf, der Empfänger in Schöneberg aufgestellt waren, konnten, wie gesagt, in Schöneberg schon im Oktober 1897 gut Morsetelegramme aufgenommen werden, bei einer Entfernung von 21 km.

Schon damals war sich Slaby vollkommen klar darüber, daß die Wirkung des Senders und damit eine Vergrößerung der Entfernung ohne weiteres erzielt werden konnte, daß an Stelle der Akkumulatoren-

batterie nebst Induktor eine Wechselstrommaschine mit eisengeschlossenem Transformator verwendet werde. Er führte auch bereits bei seinem erwähnten Vortrag am 1. 11. 1897 eine solche Anordnung für 25000 Volt Klemmenspannung vor.

Bemerkenswert ist dabei, daß mit „Abstimmung" bereits gearbeitet wurde. Diese bestand damals, abgesehen von einem Fall, wohl nicht in der Zuschaltung von Spulen und Kondensatoren, sondern darin, daß die Antennendrähte gleichlang gemacht wurden. Immerhin war die Erkenntnis vorhanden, denn Slaby führte aus: „Verlängerung, Sichtbarmachung der Drähte und Abstimmung auf gleiche Länge hatten den Erfolg bewirkt." Ferner: „Deutlich haben die Versuche gezeigt, daß den ausschlaggebenden Einfluß Länge und Gleichheit der Drähte besitzen."

Obwohl man damals offenbar mit Wellenlängen in der Größenordnung von ca. 300 m, zum Teil sogar mehr arbeitete, war man auf zwischen Sender und Empfänger liegende Baumgruppen, Gebäude usw. sehr schlecht zu sprechen. Man vermied sie möglichst. (Versuche im Sommer 1897 zwischen Pfaueninsel Sakrower Kirche und Matrosenstation in Potsdam.)

Aber alles in allem war das Erreichte höchst anerkennenswert, um so mehr, als fast alle Hilfsmittel, die heute gang und gäbe sind, fehlten.

Slaby selber war über die erzielten Erfolge glücklich, fast mehr jedoch über die Tatsache, daß er der deutschen Ingenieurtätigkeit ein neues Arbeitsfeld gewonnen hatte. In welchem Maße dieses heute nach 25 Jahren ausgebaut worden ist, davon sprechen die Großstationen Nauen, Assel u. a. und die Fülle von mittleren und kleinen Stationen, die deutsche Ingenieurkunst geschaffen hat.

Referate.

Balth. van der Pol, jr. Über die Leitfähigkeit von Seewasser für Ströme von den in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Frequenzen. (Phil. Mag. (5) **36**, S. 88—94, 1918.)

Das Material der Erdoberfläche, über und durch das sich die von einer drahtlosen Station ausgesandten elektrischen Wellen fortpflanzen, hat einen wichtigen Einfluß auf die Abnahme der Wellenamplitude mit der Entfernung von der Station. Diese Tatsache wurde zuerst experimentell gefunden und später durch theoretische Betrachtungen bestätigt (Zenneck, Ann. d. Phys. **23**, S. 846, 1907; Sommerfeld, Ann. d. Phys. **28**, S. 665, 1909).

Wenn eine ebene Grenzfläche zwischen Luft und Erde angenommen wird, so ist die Größe der Leitfähigkeit der meisten Körper, aus denen die Erdoberfläche besteht, eine derartige, daß für die in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Wellenlängen und für die Dielektrizitätskonstante dieser Körper, abgesehen von dem Verlust durch Ausbreitung, noch eine weitere Abnahme der Wellenamplitude mit der Entfernung durch Absorption hervorgerufen angenommen werden kann. Diese letztere Abnahme ist durch die Leitfähigkeit der Körper bestimmt, über welche die elektrischen Wellen wandern.

Wenn andererseits die oben erwähnte Grenzfläche in besserer Annäherung an die Wirklichkeit als eine Kugel angenommen wird, die aus Seewasser besteht, und wenn dessen Leitfähigkeit, wie sie für Gleichstrom oder langsamen Wechselstrom bestimmt ist, in die Rechnungen eingeführt wird (Macdonald, Proc. Roy. Soc. **92**, S. 498, 1916, Love, Roy. Soc. Phil. Trans. **215**, S. 105, 1915, auch G. N. Watson, Proc. Roy. Soc.), so ergibt sich, daß eine größere Wellenamplitude für denselben Sender angenommen werden kann, als sich ergeben würde, wenn die Kugel aus einem unendlich gut leitenden Körper bestünde, doch ist der Unterschied klein.

Da der größte Teil des drahtlosen Verkehrs über See geführt wird, so erscheint eine genaue Bestimmung der Leitfähigkeit von Seewasser für Wechselströme hoher Frequenz wichtig, speziell in Verbindung mit dem Unterschied zwischen der theoretisch begründeten Abnahme der Wellenamplitude mit der Entfernung und den experimentell bestimmten Werten.

Daß die Leitfähigkeit aller Körper in weiten Grenzen von der Frequenz des in ihnen fließenden Stromes unabhängig ist, kann man

nicht allgemein sagen, obwohl die Untersuchungen von J. J. Thomson über die Leitfähigkeit von Elektrolyten bei sehr schnellen Wechselströmen von der Frequenz 10^8 (J. J. Thomson, Roy. Soc. Proc. **45**, S. 269, 1889) die Annahme zulassen würden, die Leitfähigkeit von Seewasser im Gebiete der Frequenzen von 0 bis 10^6 als konstant anzunehmen.

Andererseits fanden J. A. Fleming und G. B. Dyke (J. A. Fleming und G. B. Dyke, Journ. Inst. Electr. Eng. London **49**, S. 323, 1912) die Leitfähigkeit verschiedener Körper wie Glas, Celluloid, Paraffin, Wachs, Glimmer, Schiefer und Schwefel von der Frequenz abhängig und zwar mit ihr steigend, so war z. B. die Leitfähigkeit von Hartgummi bei 4600 Per/sec 6,4 mal größer als bei 920 Per/sec. Für Guttapercha war die Leitfähigkeit bei der an sich niedrigen Frequenz von 800 doch schon 100 000 mal größer als der in Handbüchern gewöhnlich angegebene Gleichstromwert, und bei höheren Frequenzen nahm dieses Verhältnis immer noch zu. Auf Veranlassung von Prof. Fleming bestimmte ich die Leitfähigkeit von Seewasser für Frequenzen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie benutzt werden, und verglich sie mit dem für Gleichstrom oder langsamen Wechselstrom gefundenen Wert.

Eine einfache Rechnung zeigt, daß, wenn die Leitfähigkeit von Seewasser zum normalen Werte $\sigma = 5 \cdot 10^{-11}$ C. G. S. angenommen wird, bis zu der Frequenz 10^6 der dielektrische Verschiebungsstrom in Seewasser (Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 81$) im Vergleich zum Leitungsstrom vernachlässigt werden kann, wobei zwischen beiden die Beziehung $\frac{\varepsilon \cdot n}{4 \pi \sigma c^2}$ besteht, wo n die Frequenz und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Für Seewasser ergibt diese Beziehung:

$$\frac{81 \cdot 10^6}{4\pi \cdot 5 \cdot 10^{-11} \cdot 9 \cdot 10^{20}} = 1{,}4 \cdot 10^{-4}$$

Man wird zur Bestimmung der Leitfähigkeit von Seewasser eine Methode benutzen, die nur auf Widerstandsmessungen beruht.

Eine Brückenmethode anzuwenden, wie Fleming und Dyke (modifizierte Wiensche Brücke) schien für hohe Frequenzen nicht ratsam, da grobe Fehler durch Induktionserscheinungen in den Brückenzweigen auftreten können. Die folgende Substitutionsmethode erschien sehr zuverlässig und einwandfrei. (Fig. 1.) *I* ist ein Schwingungskreis, in dem Hochfrequenzströme durch eine Vakuumröhre mit drei Elektroden erzeugt werden. Diese Ströme induzieren Schwin-

gungen in Kreis II, der mit einem Duddellschen Thermogalvanometers Th (Heizdraht 8,8 Ohm Widerstand) versehen und auf I abgestimmt ist. Mit den Paraffinumschaltern $a\,b\,c\,d$ und $e\,f\,g\,h\,k$ kann man entweder S oder R an den Kondensator C_2 anschließen. R besteht aus einem feinen Konstantandraht von ungefähr 12 m Länge, Durchmesser etwa 0,025 mm, und ist in der Weise zickzackförmig ausgespannt, daß der Abstand

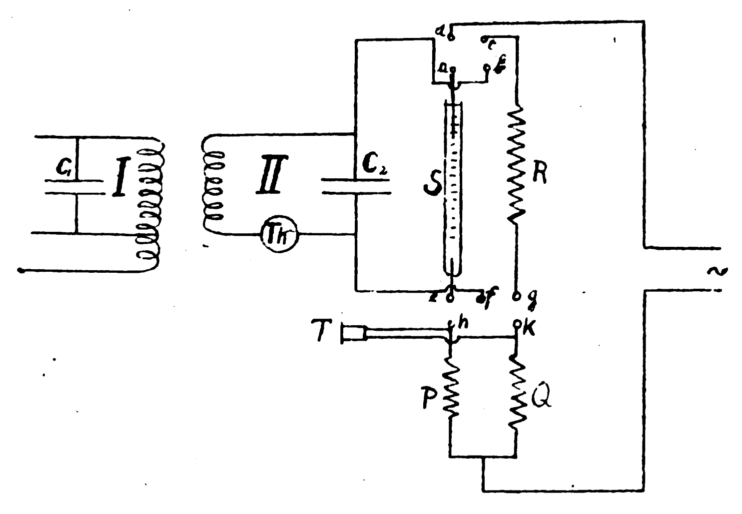


Fig. 1.

zwischen jedem der acht 138 cm langen Teile 26 mm beträgt. Diese Wicklungsart war gewählt um zu vermeiden, daß Teile mit merklich verschiedener Spannung näher beieinander lagen, es konnte so kein Nebenschluß durch dielektrische Ströme zwischen einzelnen Drahtteilen auftreten. Der andere Nebenschluß S zum Kondensator C_2 besteht aus einem Glasrohr von 170 cm Länge und 5,8 mm Durchmesser, welches mit dem Elektrolyten, dessen Leitfähigkeit bestimmt werden soll, gefüllt wird. Von den zwei Platinelektroden in S war die untere fest eingeschmolzen, während die obere mehr oder weniger tief in dem Elektrolyten verschoben werden konnte.

Die Versuche wurden wie folgt ausgeführt. Bei einer konstanten Kopplung zwischen I und II wurde das Galvanometer Th abgelesen, wenn der konstante Drahtwiderstand R parallel zum Kondensator C_2 lag (b mit c und f mit g verbunden). Der gleiche Widerstand wurde dann durch das Rohr mit dem Elektrolyten durch die Verbindungen

a—b und *e—f* eingestellt. Es wurde dabei durch Verschieben der oberen Elektrode die Länge des Stromweges solange geändert, bis der Ausschlag von *Th* der gleiche war. Der Hochfrequenzwiderstand von *S* war dann gleich dem von *R*. Zur Vermeidung von Temperatureinflüssen wurden unmittelbar darauf die Verbindungen zwischen *d—a—c*, *e—h* und *g—k* hergestellt, so daß *S* und *R* zwei Zweige einer Wheatstoneschen Brücke bildeten. Die anderen Zweige waren *P* und *Q*, von denen einer veränderlich ist. Dann wurde ein niedriger Wechselstrom von etwa 90 Perioden, einem kleinen, ans städtische Netz angeschlossenem Umformer entnommen und durch die Brücke geschickt, die mit dem Telephon *T* abgeglichen wurde. Das Verhältnis der Widerstände von *R* und *S* für langsame Wechselströme ergab dann sofort das Verhältnis des Widerstandes des Elektrolyten für Hochfrequenz zu dem Widerstand für Niederfrequenz oder Gleichstrom.

Ein Wort soll noch über die Genauigkeit und die möglichen Fehler der Methode gesagt werden. Der Widerstand des Konstantandrahtes kann für hohe und niedrige Frequenzen als gleich vorausgesetzt werden. Der Skineffekt ändert in solch feinem Drahte von verhältnismäßig hohem spezifischen Widerstande den Widerstand bei

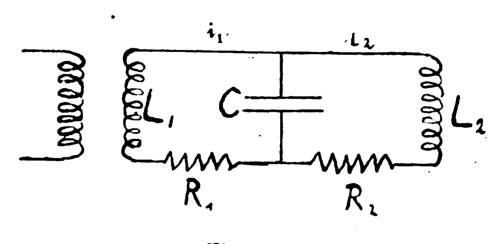


Fig. 2.

einer Frequenz von 10^6 um höchstens 1 $^0/_{00}$, im Vergleich zum Gleichstromwert, und dieselbe Überlegung gilt auch für das mit Seewasser gefüllte Rohr. Ferner ist genau bekannt, daß die Leitfähigkeit von Metallen zwischen 0 und 10^6 Perioden, unabhängig von der Frequenz ist, so daß also kein Fehler durch die Voraussetzung entsteht, daß der Widerstand des Konstantandrahtes für den benutzten Frequenzbereich konstant sei. — Die unvermeidlichen Verschiedenheiten der Selbstinduktion in den Zweigen *S* und *R* haben nur geringen Einfluß auf die Resultate, wie folgende Rechnung zeigt. Bezeichnet man, wie in Fig. 2, die Ströme in den zum Kondensator *C* parallel liegenden Kreisen mit i_1 und i_2, so bestehen die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} L_1 \frac{d i_1}{d t} + R_1 i_1 + \frac{1}{C}\int (i_1 + i_2)\, d t &= - E \cos \omega t \\ L_2 \frac{d i_2}{d t} + R_2 i_2 + \frac{1}{C}\int (i_1 + i_2)\, d t &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

wo $E \cos \omega t$ die aufgeprägte E.M.K. ist. Zur Vereinfachung nehmen wir zwei Spezialfälle:

A. $L_1 = L_2$, außerdem die Bedingung für Resonanz ($L_1 C_1 = C_2 L_2 = \omega^{-2}$). Unter Auslassung der Zwischenrechnung sind die Resultate:

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= - \frac{C R_2}{R_1 R_2 C + L_1} \cdot E \cos \omega t \\ i_2 &= \frac{1/\omega}{R_1 R_2 C + L_1} \cdot E \sin \omega t \end{aligned}\right| \qquad (2)$$

B. $L_2 = 0$. Wir nehmen an, der Nebenschluß hat keine in betracht kommende Selbstinduktion, dann sind für den Fall der Resonanz die Ausdrücke für die beiden Ströme:

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= - E \left[R_2 C_2 \frac{(L_1 + C R_1 R_2) + L_1 R_1 / R_2}{\Delta} \cdot \cos \omega t + \right. \\ &\qquad\qquad \left. + \frac{\omega C L_1^2}{\Delta} \cdot \sin \omega t \right] \\ i_2 &= E \left[\frac{\frac{R_1}{\omega^2}}{\Delta} \cdot \cos \omega t + \frac{\frac{R_1 R_2 C + L_1}{\omega}}{\Delta} \cdot \sin \omega t \right] \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

wo $\Delta = (L_1 + C R_1 R_2)^2 + \dfrac{R_1^2}{\omega^2}$ ist.

Wenn jetzt der Widerstand R_1 in dem Hauptzweig des Schwingungskreises kleiner wird, bis er schließlich den Wert 0 erreicht, so sehen wir, daß in beiden Fällen: $A: L_1 = L_2$ und $B: L_2 = 0$ der Strom i_2 in dem Nebenkreis dem Grenzwert $i_2 = \dfrac{E}{\omega L_1} \cdot \sin \omega t$ zustrebt, der unabhängig vom Widerstande R_2 des zum Kondensator parallelen Stromkreises ist.

Andererseits nimmt bei der gleichen idealen Annäherung i_1 die Werte an:

A: für $L_1 = L_2$ $\qquad i_1 = - \dfrac{C R_2}{L_1} \cdot E \cos \omega t \qquad (4)$

B: für $L_2 = 0$ $$i_1 = -\frac{C R_2}{L_1} \cdot E \cos \omega t - C \sin \omega t \qquad (5)$$

Der Ausdruck (5) nähert sich dem Ausdruck (4), sobald $\frac{L_1 \omega}{R_2}$ klein ist. Dieses ist aber bei den Versuchen der Fall und i_1 wird proportional dem Widerstand des Nebenzweiges. Dieser Wert muß gemessen werden.

Vorliegende Tatsache erlaubte das Thermogalvanometer in dem Hauptzweig des Schwingungskreises anstatt in dem Nebenzweig anzuordnen. Und da R_1 in den Versuchen sehr klein gehalten ist, so folgt außerdem, daß die Ausschläge des Thermogalvanometers, die annähernd proportional i_1^2 und R_2^2 sind, ein sehr genaues Maß zum Vergleich der Hochfrequenzwiderstände verschiedener Nebenkreise sind. Überdies beweisen (4) und (5) die fast völlige Unabhängigkeit des i_1 von der Selbstinduktion L_2 des Nebenkreises innerhalb der Grenzen $L_2 = 0$ und $L_2 = L_1$. Diese Tatsache ist experimentell bestätigt. Das Einschalten einer besonderen Selbstinduktion, einer Spule von 6 engen Windungen mit 15 cm Durchmesser, in den Nebenkreis änderte nicht den Galvanometerausschlag, während andererseits eine Änderung der Länge des Stromweges durch das Glas mit dem Elektrolyten um 1 mm eine beträchtliche Änderung des Ausschlages hervorrief.

Die Resultate der Messung der Leitfähigkeit von Seewasser, das einer bei Hastings geschöpften Probe entnommen wurde, sind die folgenden. Wenn die Leitfähigkeit für sehr langsame Wechselströme σ_∞ ist, und σ_x die Leitfähigkeit für einen Strom von der Frequenz, die einer Wellenlänge von x-Metern entspricht, so wurden folgende Zahlen bestimmt (jedes σ ist das Mittel aus mehreren Beobachtungen):

$$\sigma_{3100} = 1{,}001 \cdot \sigma_\infty$$
$$\sigma_{1870} = 0{,}989 \cdot \sigma_\infty$$
$$\sigma_{1070} = 1{,}002 \cdot \sigma_\infty$$
$$\sigma_{600} = 1{,}003 \cdot \sigma_\infty$$
$$\sigma_{275} = 1{,}005 \cdot \sigma_\infty$$

Diese Werte zeigen, daß die Leitfähigkeit von Seewasser für alle Frequenzen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie gebraucht werden, von dem Werte für Gleichstrom noch nicht um ein halbes Prozent abweicht. Die kleinen Abweichungen sind sehr wahrscheinlich auf einen kleinen Kapazitätseffekt des Nebenkreises gegen andere Teile zurückzuführen.

Eine Berechnung der Gleichstrom-Leitfähigkeit aus dem Wider-

stand und den Dimensionen des Rohres ergibt den Wert: 0,0377 Ohm^{-1} pro cm^3 bei $12,5^0$ Cels. oder entsprechend $\sigma = 3,77 \cdot 10^{-11}$ C. G. S. Einheiten.

Da die Leitfähigkeit nur sehr wenig mit der Temperatur und dem Ursprung der Probe variiert, so ist ein Wert von σ, der zwischen 1 und $5 \cdot 10^{-11}$ liegt, als nummerische Grundlage für die Theorie der Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen über die Oberfläche der See brauchbar.

Zum Schluß möchte ich Herrn J. J. Thomson für seinen wertvollen Rat und seine Freundlichkeit, mir die Versuchsapparate zur Verfügung zu stellen, danken.

Cavendish Laboratory, Cambridge.

(Übersetzt von Ernst Lübcke.)

Frederik van Aalst, Über die Aufnahme von Resonanzkurven mit Detektor und Galvanometer. (Diss. Basel 1921, 55 Seiten.)

Es wird untersucht, inwieweit die an Schwingungskreisen mit Detektor und Galvanometer aufgenommenen Resonanzkurven zur Dämpfungsbestimmung benutzt werden können. Als Ursachen für Abweichungen kommen in Betracht: 1. der nicht lineare Verlauf der Detektorcharakteristik, 2. die Energieentziehung durch den Detektor und das Galvanometer, 3. das verschiedene Verhalten des Detektors bei hochfrequentem Wechselstrom und Gleichstrom (Detektorträgheit), 4. der Einfluß des Wechselstromwiderstandes des Galvanometers auf den Detektor. Zur Klärung dieser Fragen wurde die Gleichstromcharakteristik eines sehr stabil konstruierten Zinkit-Kupferkies-Detektors aufgenommen. Die einzelnen Charakteristiken weichen bei verschiedener Einstellung des Detektors voneinander ab, bleiben jedoch für gleiche Punkte längere Zeit konstant. Weiterhin wird an Hand der aufgenommenen Kurven gezeigt, daß innerhalb des verwendeten Bereiches die Charakteristik durch die Gleichung $J = A \cdot V + B \cdot V^2 + C \cdot V^3$ genügend genau wiedergegeben wird. Legt man eine Wechselspannung: $V = V_0 \sin \omega t$ zugrunde, so ergibt sich der Gleichrichtereffekt zu

$$J_g = \frac{B}{T} \int_0^T V_0^2 \sin^2 \omega t \, d t = \frac{1}{2} B \cdot V_0^2 .$$

Wäre B über den ganzen Bereich konstant und proportional dem

Quadrate der Kondensatorspannung, so könnte man auch aus der mit Detektor und Galvanometer aufgenommenen Resonanzkurve das logarithmische Dekrement bestimmen. Es bestehen jedoch große Unterschiede zwischen den berechneten und gemessenen Stromwerten, namentlich bei niedrigen Spannungen. Daher erscheinen diese Resonanzkurven gegenüber den normalen des Stromeffektes oder des Quadrates der Kondensatorspannung verzerrt. Man erhält unrichtige und zwar zu kleine Dekrementwerte. Trägt man den Gleichrichtereffekt als Funktion der maximalen Wechselspannung am Detektor auf, so erhält man die sog. galvanometrische Charakteristik. Diese Kurve genügt der Gleichung $J_g = \frac{1}{2} B \cdot V^2$ nicht, sondern in guter Annäherung der Gleichung $J_g = D \cdot V^{3,6}$. Mit Hilfe dieser Gleichung kann man die „verzerrte“ Resonanzkurve in eine „unverzerrte“ verwandeln. Es bleibt dabei der Resonanzpunkt der gleiche, und die Ordinate U_1, die der Spannung V_1 der korrigierten Resonanzkurve entspricht, ergibt sich aus der Beziehung zum Resonanzpunkt:

$$\frac{U_r}{U_1} = \left(\frac{V_r}{V_1}\right)^2$$

Der Widerstand des Detektors hängt von seiner Belastung ab, da das Ohmsche Gesetz hier keine Gültigkeit hat. Versteht man unter dem Äquivalentwiderstand einen solchen konstanten Widerstand, der dem Kreise die gleiche Energie an Stelle des Detektors entzieht, dann kann man diesen als Wert des Integrals:

$$\frac{1}{T}\int_0^T J \cdot V_0 \sin \omega t \cdot dt$$

aus der Gleichstromcharakteristik graphisch ermitteln. Man erhält folgende Werte für den Äquivalentwiderstand des Detektors bei verschiedenen Spannungen:

Widerstand	Spannung
1513 Ohm	0,6 Volt
2365 „	0,5 „
4380 „	0,4 „
9450 „	0,3 „

Legt man den Detektor bei einer Wellenlänge von $\lambda = 2000$ m einem Kondensator von 500 cm parallel, so ist der scheinbare Widerstand des Kondensators nur 1920 Ohm und der Detektorwiderstand geht dämpfungerhöhend ein.



Bei der experimentellen Untersuchung des Verhaltens des Detektors bei Hochfrequenz wurde als Generator eine „Philips"-Senderöhre für 10 Watt Leistung benutzt. Die Aufnahme einer Resonanzkurve erfolgte zwischen zwei Aufnahmen der Gleichstromcharakteristik, um etwaige Änderungen des Detektors konstatieren zu können. In einem speziellen Fall wird bei einer Wellenlänge von $\lambda = 2170$ m der Hochfrequenzwiderstand und die Dämpfung des Kreises bestimmt, sie ergeben sich bei der unkorrigierten, verzerrten Resonanzkurve zu $\vartheta = 0{,}0146$ und $R = 9{,}3$ Ohm, dagegen bei der korrigierten Kurve zu $\vartheta = 0{,}0179$ und $R = 11{,}5$ Ohm. Die Unterschiede sind doch recht beträchtlich, so daß eine Umformung der Resonanzkurven unbedingt erforderlich ist.

Bestätigen die bisherigen Ergebnisse auch die Annahme, daß sich bei Hochfrequenz der gleichgerichtete Strom aus der angelegten Wechselspannung und der Gleichstromcharakteristik des Detektors berechnen läßt, so wurde dies doch durch Messungen direkt bewiesen. Dabei wurde so verfahren, daß erst die Gleichstromcharakteristik mit Detektor und Galvanometer aufgenommen wurde, dann wurde der Galvanometerausschlag bei einer bestimmten Hochfrequenzspannung beobachtet, die sich aus der Einstellung des Schleifkontaktes eines Hochfrequenzpotentiometers (bestehend aus einem einseitig geerdeten Nickelindraht von 0,1 mm Querschnitt und 1 m Länge) und der mit einem Thermokreuz gemessenen Hochfrequenzstromstärke ergab. Eicht man sofort darnach das Thermoelement mit Gleichstrom, so kann man den Galvanometerausschlag bei Hochfrequenz mit dem aus der Gleichstromcharakteristik zu berechnenden vergleichen. Man findet, daß die Differenz nur gering und somit die Trägheit des Kristalldetektors verschwindend klein ist.

Da eine mit dem Detektor in Serie liegende Selbstinduktion, nämlich die Galvanometerspule selbst, eine Vergrößerung des Gleichrichtereffektes hervorzurufen schien, wurde eine Erklärung versucht, zumal eine zum Galvanometer parallel gelegte Kapazität den Ausschlag des Galvanometers regelmäßig verkleinert. Aus der Gleichung der Gleichstromcharakteristik und der Annahme sinusförmigen Stromes ergibt sich bei Selbstinduktion infolge höherer Harmonischer eine Deformation der Spannungskurve, die zu einer Vergrößerung des Gleichrichtereffektes führen muß, hervorgerufen durch die starke Krümmung der Charakteristik. Bei Parallelschaltung eines Kondensators zum Galvanometer tritt eine Erniedrigung der Detektorspannung und damit des Gleichrichtereffektes ein. Hieraus ergibt sich, daß auch bei

der gewöhnlichen Empfangsschaltung der Radiotelegraphie mit dem Telephon statt des Galvanometers durch das Telephon eine Rückwirkung auf den Detektor ausgeübt wird. Ernst Lübcke.

F. Luchsinger, Über die Wirkungsweise des Siliziumkarbiddetektors (Phys. Ztschr. **22**, S. 487—491, 1921).

M. J. Huizinga vermutete, daß die Gleichrichterwirkung eines aus Siliziumkarbidkristall und Stahlspitze bestehenden Systems elektrolytischer Natur ist (vgl. Jahrb. **16**, S. 128, 1920). Da Siliziumkarbid gegen äußere thermische und chemische Einflüsse sehr widerstandsfähig ist, eignete es sich gut zur Prüfung der Ursache der Gleichrichterwirkung. Es fanden Kristalle Verwendung, die für technische Zwecke im elektrischen Ofen hergestellt waren. Beim Stromdurchgang war der kleinere Widerstand immer in der Richtung vom Kristall zur Platinspitze. Zur Erklärung der elektrolytischen Polarisation wird eine Feuchtigkeitsschicht auf dem Kristall angenommen. Um diese zu entfernen, wurde in einem Glasgefäß der Kristall zwischen zwei Messingbacken eingespannt und durch einen Wechselstrom von 9—10 Ampere bis zur Weißglut erhitzt. Das Glasgefäß wurde ausgepumpt und mit Phosphorpentoxyd scharf getrocknet. Die mit Gleichstrom aufgenommene Charakteristik blieb für gleiche Punkte des Kristalls die gleiche vor und nach dem Glühen. Auch im Glühzustande hat der Siliziumkarbidkristall unipolares Leitvermögen, denn bei aufgesetzter Platinspitze durchfließt sie eine der Glühstromstärke entsprechende Gleichstromkomponente. Daß diese nicht durch Thermokräfte hervorgerufen wird, folgt daraus, daß die Gleichrichterwirkung erhalten bleibt, wenn man in den Gleichstromkreis als zweite Elektrode ein dünnes Platinblech auf die Rückseite des Kristalls drückte. Auch beim Ausschalten des Glühstromes verschwand der Gleichstrom sofort, während Thermoströme auch bei heißem Kristall noch auftreten müßten. Die Änderungen der Gleichstromcharakteristik mit der Temperatur wurde zwischen 17° C. und 870° C. in einem elektrischen Ofen quantitativ bestimmt. Der Widerstand nimmt mit höherer Temperatur ab. Der Verlauf der Charakteristik bleibt ähnlich. Oberhalb 500° C. waren die Messungen schwierig, da ohne äußere Ursachen Schwankungen auftraten. Die Messungen bei 17° C. und 870° C. sind in der Tabelle wiedergegeben.

$T = 17^{\circ}$ C.		$T = 870^{\circ}$ C.	
E	J	E	J
1,5 Volt	$0{,}4 \cdot 10^{-6}$ Amp.	0,02 Volt	$15{,}2 \cdot 10^{-6}$ Amp.
1,7	3,2	0,04	20,8
2,0	4,0	0,06	27,6
2,2	4,8	0,08	35,2
2,4	7,2	0,10	40,0
2,7	8,8	0,12	48,0
2,9	11,3	0,14	52,8
3,3	14,4	0,16	59,2

Auch bei tiefen Temperaturen, bis zu denen der flüssigen Luft, blieb die Gleichrichterwirkung die gleiche. Der Widerstand nahm zu und erreichte bei $- 180^{\circ}$ C. etwa den 10fachen Wert wie bei 17° C.

Trägt man die Stromwerte bei konstanter Spannung als Funktion der Temperatur auf, so erhält man einen möglicherweise linearen funktionellen Zusammenhang. Die für den Strom $J = 0$ extrapolierten Minimalspannungen nehmen linear mit steigender Temperatur ab. Diese letzten Befunde erlauben vielleicht das Detektorproblem elektronentheoretisch zu deuten, denn die elektrolytische Erklärungsweise, basierend auf der Anwesenheit einer oberflächlichen Feuchtigkeitsschicht, kann nicht mehr angewendet werden. Ernst Lübcke.

R. D. Ducan, Recent attainments in wired radio (Journ. of The Franclin Institute. Jan. 1921, S. 23—56).

I. Versuche. Anfang 1919 wollte man beim Signal Corps der U. S. Army eine große Zahl drahtloser Telephoniestationen, die für Kriegszwecke beschafft worden waren, für drahtlose Telegraphie längs Leitungen umbauen. Diese Apparate waren jedoch für sehr hohe Frequenzen ($n = 600\,000$, $\lambda = 500$ m) bei geringer Antennenkapazität bestimmt, daher machte ihr Umbau für geringere Frequenzen ($n = 75\,000$) Schwierigkeiten. Um nun die Apparate in der vorliegenden Form verwenden zu können, mußten die Verhältnisse der Fortpflanzung dieser hochfrequenten Schwingungen längs Drähten eingehend untersucht werden.

Einen Vorteil bietet die Benutzung so hoher Übertragungsfrequenzen: man kommt von den Verzerrungen der Sprache frei, die bei der gewöhnlichen Telephonie auf große Entfernungen auftreten. Die mittlere Frequenz der Sprechschwingungen liegt bei etwa 800 Perioden pro Sekunde, und die Obertöne gehen etwa bis $n = 3000$. Die Sprechfrequenzen bilden also nur einen geringen Bruchteil der Übertragungsfrequenz, so daß alle ihre Frequenzen in praktisch gleichem Maße geschwächt werden.

Die für den Sender und Empfänger benutzte Schaltung ist aus der Fig. 1 zu ersehen.

Die Versuche wurden zuerst auf der Leitung der Postal Telegraph Company zwischen Washington und Baltimore auf 106 km Entfernung durchgeführt. Die Radioapparate lagen zwischen der Leitung und Erde. Der Draht war mit Ausnahme eines Stückes von 400 m

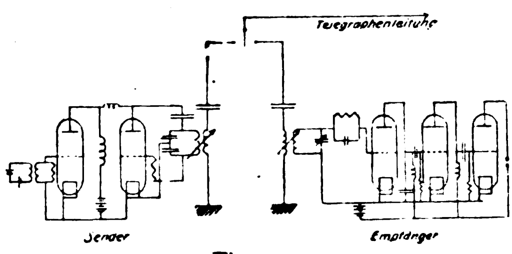


Fig. 1.

Kabel als Luftleitung geführt. Gegenseitige Störungen traten weder im Hochfrequenz- noch im Duplextelegraphenkreise auf. Die Reichweite der Telephonstation betrug für drahtlosen Verkehr etwa 16 km und nahm bei Benutzung eines Drahtes zur Fortpflanzung der Wellen um ein Mehrfaches zu. Die Versuche lieferten das interessante Ergebnis, daß man auf verhältnismäßig große Entfernungen mit Frequenzen arbeiten konnte, die weit oberhalb der bisher hierfür bekannten Grenze lagen. Natürlich traten eine Reihe von Fragen auf, die noch untersucht werden mußten. Vom praktischen Standpunkte schien am wichtigsten die Bestimmung zu sein, welchen Anteil an der Fortpflanzung die Strahlung und welchen die Leitung hat und auf welche Entfernungen die Übertragung noch sicher arbeitete.

Die weiteren Versuche wurden zwischen New York City und Albany N. Y. durchgeführt. Die Versuchsanordnungen waren in zwei Personenwagen der New York Central Railroad Company untergebracht. Diese Versuche auf der New York Central Telephonleitung wurden Ende 1919 aufgenommen. Sie bezweckten hauptsächlich die elektrischen Eigenschaften der Telephonleitung beim Betrieb mit Hochfrequenz kennen zu lernen, um Unterlagen für eine künstliche Leitung zu gewinnen, mit der man die weitere Entwicklung der Apparatur durchführen konnte.

Man benutzte hierbei zwei Senderschaltungen, bei der einen wurde der Sender direkt auf die Fernleitung geschaltet, bei der zweiten wurden die durch die Sprache bereits beeinflußten Hochfrequenz-

schwingungen vor der Übertragung auf die Leitung durch einen Verstärker verstärkt. Im Sprech- und Hochfrequenzkreise lagen zwei Röhren Type V. T. 2 parallel, beim Verstärker waren vier parallel geschaltet, um möglichst kräftige Ströme zu erhalten. Der Empfänger war ein normaler F.T.-Empfänger mit zweistufigem Audionverstärker. Die Abstimmung von Sender und Empfänger erfolgte durch Drehkondensatoren. Die Resonanz war nicht so scharf, wie bei Benutzung von Antennen, aber doch deutlich zu erkennen. Bei loser Koppelung mit der Fernleitung wurde die Resonanz auch schärfer, man konnte so durch die Koppelung die Schärfe der Resonanz ändern.

Die Leitungen waren Luftleitungen, alle 600 m gekreuzt und an drei Stellen waren kurze oberirdische Kabelstücke eingeschaltet. Beeinflussungen des gewöhnlichen Telephon- und Telegraphenbetriebes durch die Hochfrequenzströme und umgekehrt traten nicht auf.

Zwischen Elmsford N. Y. und Albany N. Y. wurde auf 206 km gute Sprachverständigung erzielt, auch kamen Summer-Morsezeichen gut an. Die Übertragungsfrequenz wurde dabei zwischen $n = 300\,000$ bis $n = 600\,000$ ($\lambda = 1000$ m bis $\lambda = 500$) variiert. Die Hochfrequenzenergie lag unterhalb eines halben Watt und konnte bis auf 20 Watt verändert werden, wobei aber die stärkere Hochfrequenzenergie noch nicht ohne weiteres eine bessere Übertragung gewährleistete, es war vielmehr eine möglichst, weitgehende Beeinflussung der Hochfrequenz durch die Sprechschwingungen dazu erforderlich. Stehende Wellen wurden bereits beim Versuch zwischen Washington und Baltimore beobachtet und später wiedergefunden, und zwar entstanden diese einmal an den Enden, aber auch an jeder Einschaltstelle eines Kabelstückes. Man hatte also an diesen Punkten eine teilweise Reflexion und nur einen teilweisen Durchgang. Bei stehenden Wellen ist die Lage der Empfangsstation nicht gleichgültig, da hierbei Strom- und Spannungsknoten vermieden werden müssen.

Benutzte man eine metallische Rückleitung statt der Erde, so war die Übertragung besser und der Einfluß benachbarter Radiostationen geringer. Auch fiel bei geschlossenem Drahtkreise das Übersprechen selbst zwischen benachbarten Drahtpaaren vollständig fort, was sich bei der Erdrückleitung noch sehr störend bemerkbar machte. Den Empfänger brauchte man gar nicht direkt an die Leitung anzuschließen, sondern konnte ihn in die Nähe der Leitung stellen, um doch Empfang zu haben.

Auch bei fahrenden Zügen wurden Versuche gemacht. Der Sender oder Empfänger der festen Station war bei Erdrückleitung mit einem

Leitungsdraht verbunden. Die Apparate der Zugstation wurden mit einer geschlossenen Schleife verbunden, die durch ihr elektromagnetisches Feld mit dem Telegraphendraht gekoppelt war. Bei 2 Watt Hochfrequenzenergie erhielt man ausgezeichnete telephonische und telegraphische Verbindung zwischen einem stehenden und einem fahrenden Eisenbahnzuge bis auf 145 km Entfernung. Auch hierbei machten sich stehende Wellen bemerkbar: die im fahrenden Zuge empfangenen Signale änderten ihre Intensität periodisch.

II. Charakteristik der Leitung bei Hochfrequenz. Bei den Sende- und Empfangsversuchen wurde auf Maximum des Leitungsstromes bei Resonanz der Leitung und der Ortskreise eingestellt. Bei enger Koppelung mit der Leitung erhält man sehr breite Resonanzkurven, die bei weiter Koppelung immer schmäler wurden, wobei die

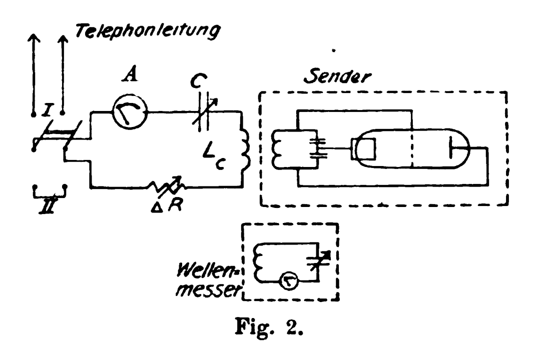
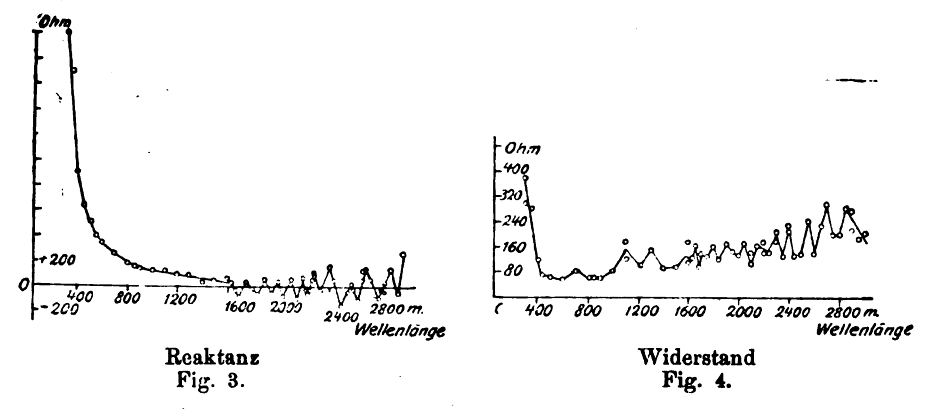


Fig. 2.

Wellenlänge konstant gehalten wurde. Hielt man umgekehrt die Koppelung konstant und variierte die Wellenlänge, so wurde die Resonanzkurve bei $\lambda = 400$ m ganz scharf und spitz, bei 1400 m Wellenlänge war dagegen kaum noch ein Maximum zu merken. Um die Reaktanz der Leitung bei diesen hohen Frequenzen zu messen, wurde die Schaltung der Fig. 2 benutzt. Bei $\Delta R = 0$ wurde in der Stellung I des Schalters die Kapazität C so lange geändert, bis Leitung und Ortskreis in Resonanz waren, wie man am Amperemeter A ablesen konnte. Es war jetzt die Reaktanz C neutralisiert durch die Reaktanz der Selbstinduktion L_c des Ortskreises und die Reaktanz der Leitung. In Schalterstellung II wurde bei gleicher Frequenz die Kapazität variiert, bis wieder Resonanz auftrat. Die algebraische Differenz der Reaktanzen der beiden Kondensatorstellungen gab die Größe und Art der Leitungsreaktanz. Der Leitungswiderstand wurde durch Zuschalten von Widerstand ΔR bis zum halben Ausschlag des

Amperemeters bestimmt. Die Werte der Reaktanz und des Widerstandes für Wellenlängen von 300—3000 m sind für ein Leitungspaar aus den Fig. 3 und 4 zu ersehen. Wie man sieht, kommt es bei längeren Wellenlängen auf sehr genau konstante Frequenz an, da



Reaktanz
Fig. 3.

Widerstand
Fig. 4.

die Werte z. B. für die Reaktanz sehr rasch zwischen verhältnismäßig hohen positiven und etwa gleich hohen negativen Werten schwanken. Nimmt man die Erde als Rückleitung, so ergeben sich den Abbildungen fast ähnliche Kurven, nur sind die einzelnen Werte etwas geändert,

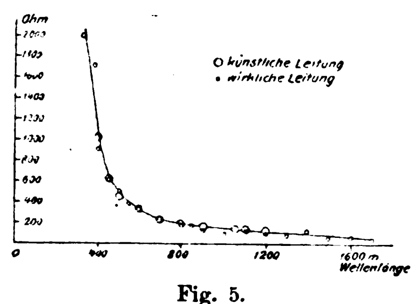


Fig. 5.

und zwar sind sie für gleiche Wellenlängen bei der Reaktanz kleiner, beim Widerstande größer.

Auf Grund dieser Messungen wurde eine künstliche Leitung gebaut, die aus Selbstinduktion und parallel geschalteter Kapazität bestand. Die an dieser künstlichen Leitung gemessenen Werte wurden mit denen in der Praxis erhaltenen verglichen. In Fig. 5 sind die an beiden Leitungen gemessenen Werte in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Die Übereinstimmung ist innerhalb des

wiedergegebenen Bereiches von $\lambda = 325$ m bis $\lambda = 1700$ m gut. Wie die Übereinstimmung bei längeren Wellen ist, bei denen die Werte von Reaktanz und Widerstand die starken Schwankungen wie in Fig. 3 und 4 zeigen, ist aus dem Original leider nicht ersichtlich. Bei der benutzten künstlichen Leitung war die Selbstinduktion 0,0750 m H und die Kapazität 400 $\mu\mu$F. Ernst Lübcke.

John J. Dowling, Das registrierende Ultramikrometer. (Engineering Bd. 112, S. 395, 9. Sept. 1921.)

Der Kondensator des Schwingungskreises eines kleinen Röhrensenders besteht aus zwei gegeneinander beweglichen Platten. Bei Änderung des Plattenabstandes ändert sich auch die Anodenstromstärke. Man benutzt eine Nullschaltung in der Weise, daß man dem Galvanometer im Anodenkreise einige Elemente und einen Widerstand parallel schaltet, welch letzterer groß zum Galvanometerwiderstand ist. Dann wird der normal durch das Galvanometer fließende Anodenstrom kompensiert, und das Instrument zeigt nur die Abweichungen vom Normalwert an. Ändert man mit einer Mikrometerschraube den Abstand der einen Kondensatorplatte von der anderen, so erhält man einen Verlauf des Anodenstroms, der zuerst linear steil zunimmt, dann langsam und nach kurzem steil linear abfällt. Diese linearen Stücke liegen bei einem wiedergegebenen Beispiel zwischen 0,0025 und 0,011 cm und zwischen 0,026 und 0,035 cm Abstand. Bei Benutzung des Apparates muß man natürlich auf einem dieser beiden linearen Stücke bleiben. Tut man dies, so ist man in der Anwendung des Apparates nicht beschränkt. Er kann zur Bestimmung von Elastizitätskonstanten, Gewichten, Drucken usw. in Seismographen und zu Aufzeichnungen des Pflanzenwuchses dienen. Angegeben ist noch, daß eine Verschiebung der einen Kondensatorplatte um weniger als 10^{-7} cm beobachtbar war, und daß an einer Gummimembran von 1 mm Dicke ein Druck von $1 \cdot 10^{-4}$ Atm. bis auf $1\,^0/_0$ genau gemessen werden konnte.

Dies Ultramikrometer soll zum Patent angemeldet sein.

Ernst Lübcke.

J. Scott-Taggart, The Negatron: a new negative resistance device for use in wireless telegraphy. (Engineering **112,** S. 584—585, Nr. 2912, 1921.)

Das Prinzip dieses negativen Widerstandes, des Negatron, ist folgendes: In einer Thermoionenröhre steht zu jeder Seite des Heizdrahtes symmetrisch eine Anodenplatte. Vor einer Anode, der größeren

Verteilungsanode steht ein Gitter, während zwischen dem Glühdraht und der kleineren *Hauptanode* kein Gitter ist. Man arbeitet im Gebiet der Sättigung, so daß alle gebildeten Elektronen im Anodenstrom verbraucht werden, vgl. obere Kurve in Fig. 1. Macht man das Gitter positiv gegen den Glühdraht, so gehen mehr Elektronen zu der hinter dem Gitter liegenden Verteilungsanode (A_2, Fig. 2) und

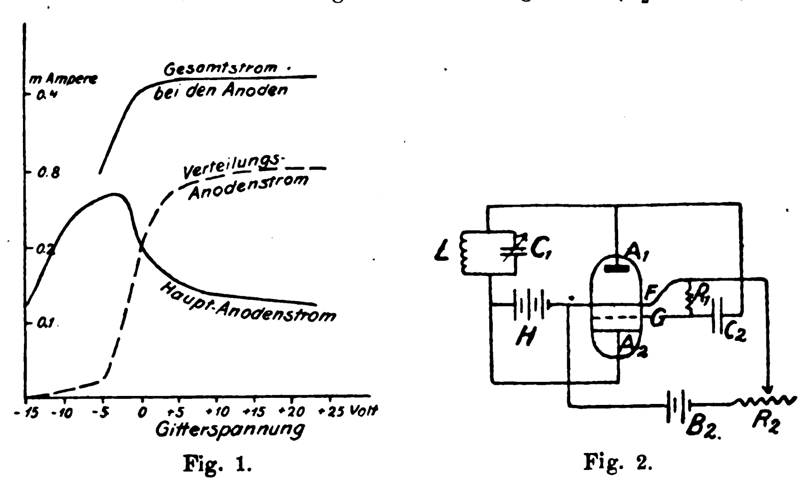


Fig. 1. Fig. 2.

weniger zur Hauptanode (A_1). Der im Hauptanodenkreis fließende Strom nimmt folglich ab (Fig. 1). Macht man jetzt die Schaltung derart, daß bei der Steigerung der Spannung im Hauptanodenkreis die am Gitter G liegende Spannung positiver wird, so nimmt bei höherer Anodenspannung der Anodenstrom ab, und man hat einen Apparat mit negativem Widerstande. Da man von der Erscheinung der Sättigung Gebrauch macht, um eine fallende Charakteristik zu erhalten, müssen die Heizstromstärke, die Gittervorspannung und die Anodenspannung einander angepaßt werden. Die Anwendungen des Negatrons sind mannigfach. Die Fig. 2 zeigt eine für die Schwingungserzeugung bruuchbare und einfache Schaltung. Die Wellenlänge kann leicht zwischen 600 und 20000 m variiert werden. Man arbeitet mit zwei Anodenstromkreisen und einer Anodenbatterie H. Im Hanpt-Anodenstromkreis H—A_1 liegt der Schwingungskreis $L\,C_1$. Die Anodenspannung beträgt 60 Volt. Der Haupt-Anodenstromkreis ist über einem Blockkondensator C_2 mit dem Gitter G verbunden. Zwischen Gitter und Kondensator ist durch den Widerstand R_1 eine Verbindung mit dem Heizstromkreis hergestellt. Der Glühdraht F wird mit einer

6-Volt-Akkumulatorenbatterie B_3 geheizt. Der Widerstand R_2 von etwa 7 Ohm dient zum Einstellen der richtigen Stromstärke. um auf dem abfallenden Aste der Charakteristik zu arbeiten. Der Verteilungs-Anodenstromkreis stellt einen nicht schwingungsfähigen Nebenschluß dar, dessen Stromstärke durch das Gitterpotential geändert wird. Das Gebiet des negativen Widerstandes liegt bei dem ausgeführten Negatron zwischen 0,50 und 0,575 Ampere Heizstromstärke. Der Apparat ist durch das britische Patent 166260/1921 geschützt.

Ernst Lübcke.

J. Scott-Taggart, A new device having negative-resistance characteristics (Engineering **112**, S. 585, 1921, Nr. 2912). — Ein anderer Apparat mit negativem Widerstande besteht aus zwei Dreielektrodenröhren in der in Fig. 1 gegebenen Schaltung. Die Röhre A arbeitet als Stromerzeuger und die Röhre B als Phasenumkehrer. Wird die E.M.K. der Batterie H_1 erhöht, so wird der Anodenstrom nicht größer, sondern kleiner. Denn wenn die Anodenspannung an P_1 zunimmt, nimmt auch das Gitterpotential des Gitters G_2 der Röhre B

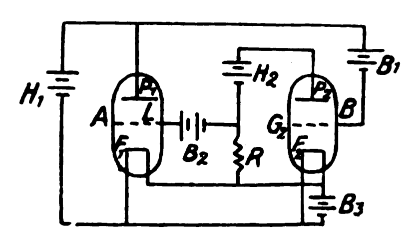


Fig. 1.

zu. G_2 ist durch die Batterie B_1 nahe an Null gehalten. Wird G_2 positiv, so wird der Anodenstrom von H_2 durch R größer, und damit wird das Gitter G_1 der Röhre A mehr negativ. Die Batterie B_2 hält G_1 gewöhnlich auf dem Potential Null. Bei Zunahme der Anodenspannung H_1 haben wir also einmal: Zunahme des Anodenstromes P_1 durch höheres Anodenpotential und zweitens: Abnahme des Anodenstromes durch Negativwerden des Gitters. Da der zweite Effekt überwiegt, nimmt also der Anodenstrom bei höherer Anodenspannung ab und umgekehrt bei niedrigerer Spannung zu. Man hat also einen negativen Widerstand. Einzelheiten im Brit. Patent 152683, 1919.

Ernst Lübcke.

Franz Brilli, Die Vieldeutigkeit des Selbstinduktionskoeffizienten. (Elektrotechnik u. Maschinenbau, Wien. XXXIX, 391, 1921.)

Verf. behandelt die Frage nach der physikalischen Bedeutung des S. I. K. und den Einfluß der Strom- und Spannungsform auf den S. I. K. von Spulen mit Eisenkern. Er gelangt zu folgendem Ergebnis: „Es werden vier Größen *L L L L* abgeleitet, von denen jede einzelne als Selbstinduktionskoeffizient bezeichnet wird, obwohl deren physikalische Bedeutung bei Spulen mit Eisenkern eine ganz verschiedene ist. Weiter wird für die Berücksichtigung der Kurvenformen bei der Messung des S. I. K. eine einfache Gleichung angegeben.“ Josef Geitler.

L. Högelsberger, Entwicklung und Fortschritte beim Bau von Großradiostationen. (Elektrotechnik u. Maschinenbau, Wien. XXXIX, 413, 1921.)

Diese erweiterte Wiedergabe eines durch Lichtbilder und Films der Telefunkengesellschaft unterstützten Vortrages im Elektrotechnischen Vereine in Wien bringt eine übersichtliche Darstellung der modernen Sende- und Empfangsverfahren. Ein näheres Eingehen auf den Inhalt ist an dieser Stelle nicht erforderlich. Josef Geitler.

Bericht über die Tätigkeit des Telegraphenversuchsamtes in Berlin 1913 bis 1918. (Elektrotechnik u. Maschinenbau, Wien. XXXIX, 250, 1921.)

Enthält die wichtigsten Ergebnisse aus dem ausführlichen Berichte: Mitteilungen aus dem Telegraphenversuchsamte, Bd. 9.

Josef Geitler.

R. Ettenreich, Hochfrequenzverstärker und Rahmenantennen. (Elektrotechnik u. Maschinenbau, Wien. XXXIX, 313, 1921.)

Abgeänderte Wiedergabe eines Vortrages im Elektrotechnischen Vereine in Wien (17. XI. 1921). In knapper, anschaulicher Weise werden zunächst die Grundlagen der Verstärkerröhren behandelt. Die verwendete Rahmenantennenapparatur und Verstärkeranordnung der Firma E. Schrack in Wien wird in ihrer Wirkungsweise dargestellt und schließlich eine kurze Besprechung der Vorteile des Rahmen- und Überlagerungsempfanges gegeben. Anknüpfend an eine Bemerkung des Vortragenden, worin er die Lieben-Röhre als eine österreichische Erstlingskonstruktion auf diesem Gebiete bezeichnet, die allerdings mit Restgasen arbeite, verweist Ing. Siegmund Strauss in Wien (E. u.

M., Wien. XXXIX, 447, 1921) darauf, daß dazumal Verfahren zur Aufrechterhaltung eines höheren Vakuums als 10^{-4} mm Hg nicht bestanden. In seiner Erwiderung (ebenda) betont Ettenreich, er habe nur auf die wenig bekannte Tatsache hinweisen wollen, daß in Österreich auf dem Gebiete der Glühkathodenröhren wertvolle Pionierarbeit geleistet wurde und insbesondere Ing. Strauss sehr früh (1914) prinzipielle Schaltungen angegeben habe. Josef Geitler.

Radioverkehr.

Blitzfunkverkehr.

Von **H. Thurn.**

Zahlreichen aus Handelskreisen lautgewordenen Wünschen nachkommend, hat die Reichstelegraphenverwaltung Anfang Januar zunächst versuchsweise eine neue Art besonders schnell zu befördernder Telegramme, sogenannte „Blitzfunktelegramme", auf der Funkverbindung Berlin—Hamburg eingeführt. Als Beförderungsweg kommt zunächst nur der Funkweg in Frage, weil sich hier die Heraushebung und Sonderbehandlung eines Teiles von Telegrammen leichter ohne erhebliche Beeinträchtigung des sonstigen Betriebes durchführen läßt. Um die Schnelligkeit in diesem besonderen Dienste besonders zu wahren, war von vornherein klar, daß die Wortzahl beschränkt sein mußte — sie wurde auf höchstens 30 Wörter festgelegt —, daß ferner die Telegramme nur an einer bestimmten Stelle zur Auflieferung gelangen konnten und die Empfänger solcher Telegramme einen Fernsprechanschluß besitzen mußten, so daß ihnen die Telegramme sofort zugesprochen werden können. Die besonderen Einrichtungen, die die Reichstelegraphenverwaltung für schnelle Übermittlung der Telegramme treffen mußte, z. B. Schaffung besonderer Fernsprechzentralen zwecks Zusprechung oder Aufnahme der Blitzfunktelegramme, machte es notwendig, daß die Gebühr für diese Telegramme erheblich höher gewählt wurde, als für andere Telegramme. Die angestrebte Schnelligkeit konnte natürlich auch nur erreicht werden, wenn kein Massenverkehr eintritt. Hieraus ergibt sich, daß der Blitzfunkdienst eine Art Luxusweg darstellt, der nur in ganz besonders wichtigen Fällen benutzt wird, z. B. wenn es sich um Nachrichten handelt, bei denen der durch eine Abkürzung der Übermittlungszeit erreichte Vorteil so groß ist, daß die Kostspieligkeit dieses Weges nicht ins Gewicht fällt. Für

solche Zwecke dürfte unter Berücksichtigung der eingetretenen Geldentwertung eine Gebühr von 50 Mark für ein Wort nicht zu hoch sein.

Die mit dem Blitzfunkversuch zwischen Berlin und Hamburg bisher gemachten Erfahrungen können als recht gut bezeichnet werden. Die Gesamtbeförderungszeit der Blitzfunktelegramme — von der Auflieferung bis zum erfolgten Zusprechen an den Empfänger — hat gewöhnlich nur 15 Minuten betragen. Diese kurze Übermittlungszeit wird dadurch erreicht, daß die Blitzfunktelegramme nach ihrer Auflieferung am Schalter sofort unmittelbar der Funkstelle zugeführt oder — im Falle der Auflieferung durch Fernsprecher — vom Absender unmittelbar der Funkstelle zugesprochen werden. Die Abtelegraphierung in der Funkstelle geschieht daraufhin ohne Verzug, also vor allen anderen Diensttelegrammen. Am Empfangsort werden die aufgenommenen Blitzfunktelegramme sogleich, und zwar von der Funkstelle aus, dem Empfänger durch Fernsprecher übermittelt. Auf diese Weise werden die Telegramme aus der großen Masse der übrigen Telegramme herausgehoben und brauchen nicht den — bei dem Betrieb der großen Telegraphenämter zeitraubenden — gewöhnlichen Geschäftsgang zu durchlaufen. Auch die Bestellung der Telegramme durch Boten erfordert sonst in den Großstädten bei deren räumlicher Ausdehnung einen nicht unerheblichen Zeitaufwand.

Wenn der Blitzfunkverkehr, trotzdem der bisherige Versuchsverkehr Berlin—Hamburg sich durchaus bewährt hat und allen Anforderungen gerecht geworden ist, zur Zeit noch gering ist, so dürfte dies in der Hauptsache daran liegen, daß die neue Einrichtung und namentlich die dadurch erzielten kurzen Übermittlungszeiten der Blitzfunktelegramme noch nicht genügend bekannt sind. Andererseits sind Wünsche aus Bank- und Handelskreisen laut geworden, die es für zweckmäßig halten, besonders auch den Börsenbesuchern die Möglichkeit zu geben, solche Blitzfunktelegramme unmittelbar bei der Börse aufliefern und empfangen zu können. Um diesem Wunsche zu entsprechen, sollen in den größeren Börsenorten Einrichtungen getroffen werden, die die Auflieferung von Blitzfunktelegrammen von und nach der Börse ermöglichen. So wird z. B. in Berlin eine unmittelbare Fernsprechverbindung zwischen der Blitzfunkstelle des H.T.A. und dem T.A. 2 (Börse) eingerichtet; die Weitergabe der Blitzfunktelegramme an die Empfänger in der Berliner Börse wird durch Vermittlung der in der Börse befindlichen Telegramm-Verteilungsstelle der Handelskammer erfolgen. Als Zeit der Bestellung gilt die Übergabe des Blitzfunktelegramms an diese Stelle.

Sind die zum Zusprechen in Betracht kommenden Anschlußleitungen gestört, so erfolgt die Übermittlung der Telegramme an die Empfänger auf raschestem Wege (z. B. durch Ferndrucker) oder durch besondere Boten und zwar entweder unmittelbar vom T.A. oder vom zuständigen Bestellpostamt aus.

Als Betriebszeit für den Blitzfunkverkehr gilt vorläufig die Zeit von 8 Uhr vormittags bis 7 Uhr abends; eine Erweiterung ist beabsichtigt. Die Telegramme müssen äußerlich durch den gebührenpflichtigen Vermerk „Blitzfunk" gekennzeichnet sein. Statt der vollen Anschrift nach Empfängernamen, Straße und Hausnummer können auch abgekürzte Telegrammadressen angewandt werden; die besondere Bezeichnung des Fernsprechanschlusses des Empfängers ist nicht erforderlich. Zur Vermeidung von Schwierigkeiten im sonstigen Fernverkehr sollen zur Übermittlung der Blitzfunktelegramme keine Fernamtsanschlüsse, sondern nur Ortsanschlüsse der Teilnehmer verwendet werden, da sonst leicht Verzögerungen beim Zusprechen entstehen können.

Mit Rücksicht auf die günstigen Erfahrungen, die die Reichstelegraphenverwaltung mit dem Vorversuch auf der Strecke Berlin—Hamburg gemacht hat, beabsichtigt sie, diesen Blitzfunkverkehr demnächst zunächst auch auf die Orte Bremen, Breslau, Dortmund, Frankfurt (Main), Hannover und Leipzig auszudehnen. Für Leipzig war mit Rücksicht auf die Leipziger Messe bereits vom 5. März ab ein Blitzfunkverkehr Leipzig—Berlin—Hamburg eingeführt worden. Ein Blitzfunktelegramm von Breslau nach Frankfurt (Main) würde nach dem Funklinienverkehrsplan des Reichsfunknetzes über die Hauptfunkstelle Berlin geleitet werden; ein unmittelbares Arbeiten der beteiligten Funkstellen untereinander kommt also nicht in Betracht.

Es ist zu hoffen, daß durch diese neue Einrichtung die schnellste Beförderung wichtiger Nachrichten innerhalb des Reichstelegraphengebiets unter allen Umständen sichergestellt ist.

Anmerkung der Redaktion: In den letzten Tagen hat der Blitzfunktelegrammverkehr eine wesentliche Vermehrung dadurch erfahren, daß außer Berlin und Hamburg jetzt auch noch Bremen, Breslau, Dortmund, Frankfurt (Main), Hannover und Leipzig einschließlich der Börsen teilnehmen.

Patentschau.

Von H. Eales.

Britische Patentschriften.

Schwingungserzeugung mittels Vakuumröhren, insbesondere für drahtlose Telephoniesender.

Britisches Patent 130520. Norman Lea in Biggin Hill, Kent. Veröffentlicht 28. 8. 19. Die Schaltung ist in Fig. 1 dargestellt. Es wird eine Hilfsröhre zur Steuerung der von einer Hauptschwingungs-

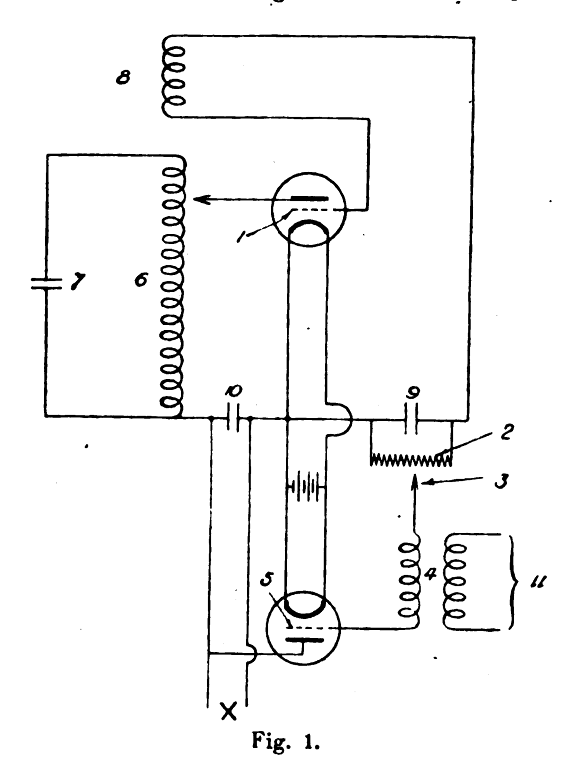


Fig. 1.

röhre erzeugten Schwingungen benutzt. Dabei war es sonst üblich, das Gitter der Hilfsröhre auf einem mittleren gegenüber der Kathode der Schwingungsröhre negativen Potential mit Hilfe einer Batterie zu halten. Um nun die Verwendung einer solchen Zusatzbatterie zu vermeiden, wird das Steuerelement 5 der Hilfsröhre über die Sekundär-

wicklung des primär von den Mikrophonströmen (Stromkreis 11) induzierten Transformators 4 mit einem einstellbaren Punkt 3 eines den Gitterkreiskondensator 9 der Schwingungsröhre überbrückenden Widerstandes 2 verbunden. 6, 7 ist der Anodenschwingungskreis der Schwingungsröhre, 8 deren Rückkoppelung nach dem Gitter 1, 10 der bekannte Blockkondensator und X die Hochspannungsstromquelle.

Britisches Patent 131670. Leo Rabinovitch in Lüttich und The Cosmos Lamp Works Ltd. in London. Veröffentlicht 25. 9. 19. Bei der Herstellung von Hochvakuumröhren für Schwingungserzeugung und Hochfrequenzempfang bzw. „Verstärkung müssen bekanntlich die letzten Spuren von okkludierten Gasresten, in der Hauptsache Wasserstoffgas, aus den Metallteilen der Röhre entfernt werden, was gewöhnlich durch Anwendung des sogenannten Elektronenbombardements (vgl. hierzu auch Jahrb. **12**, S. 306) geschieht. Die Patentinhaber haben nun gefunden, daß es zweckmäßig ist, wenn die Metallteile etwas Sauerstoff oder andere Gase enthalten, die sich mit den Metallteilen chemisch verbinden können. Sie überziehen daher die Oberfläche der Anode und des Gitters mit einem dünnen Überzug von Oxyd oder anderen Metallverbindungen und evakuieren dann die Röhre in der gewöhnlichen Weise. Auf diese Weise soll sich der Prozeß des Evakuierens beschleunigen. Der erwähnte Überzug von Sauerstoff kann zum Beispiel durch direktes Erhitzen der Metallteile in Sauerstoff, in trockener Luft, oder in Salz- oder Schwefelsäure erhalten werden; er kann aber auch auf elektrolytischem Wege erzeugt werden. Zu diesem Zwecke werden die Metallteile vor ihrem Einbau in das Glasgefäß in angesäuertes Wasser oder in eine Kochsalzlösung (sofern ein Chlorüberzug hergestellt werden soll) getaucht und ein elektrischer Strom von solcher Richtung durchgeschickt, daß an ihnen Sauerstoff oder Chlor abgeschieden wird.

Britisches Patent 169546. General Electric Co. Ltd. London und Mark Thompson in Notting Hill. Veröffentlicht 27. 10. 21. Für die Kathode wird Wolframthorit verwendet. Die Emissionsfähigkeit solcher Kathoden ist aber sehr empfindlich gegen die Anwesenheit der geringsten Gasreste. Um das Evakuieren zu erleichtern, sollen nun hier die Metallteile mit einem Anstrich versehen werden aus einer Paste von Celluloid-Amylacetat, die mit einer Mischung von Äther und Methylalkohol verdünnt ist und roten Phosphor enthält; letzterer kann auch weggelassen werden.

Britisches Patent 145040. Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. bzw. Clair Loring Farrand in New Jersay. Veröffentlicht 2. 6. 21.

Die Anordnung bezweckt, jederzeit die größtmögliche Gesamtelektronenemission von der Glühkathode zu erhalten, um so den Gesamtwirkungsgrad zu erhöhen. Fig. 2 zeigt die verwendete Schaltung in Anwendung auf die sogenannte Weagant-Röhrentypen (mit außenliegenden Steuerelementen), während Fig. 3 die Anordnung für Röhren mit den sonst üblichen inneren Gittern zeigt. In beiden Fällen werden die

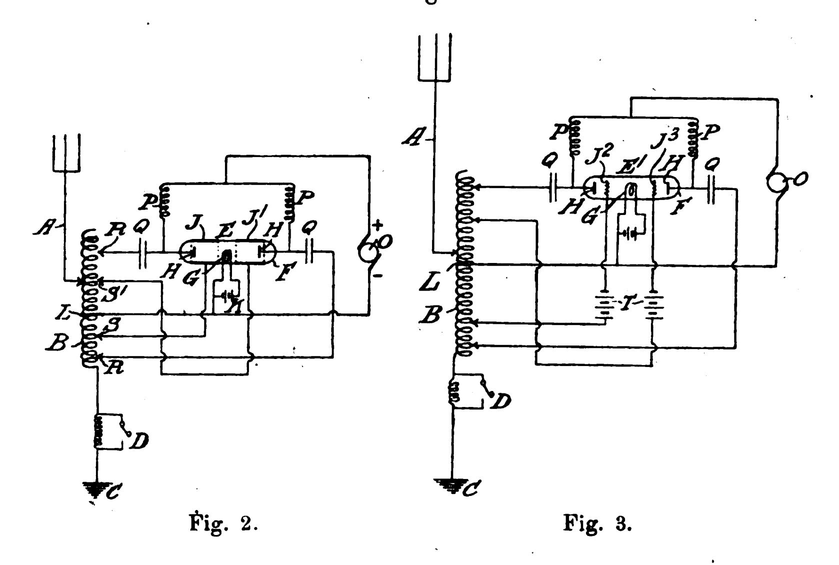


Fig. 2. Fig. 3.

Steuerelemente beiderseits der Kathode angeordnet und so mit einer Antenneninduktanz verbunden, daß sie im wesentlichen mit 180° Phasenverschiebung erregt werden. Aus den beiden Figuren wird die Wirkungsweise, insbesondere das abwechselnde Arbeiten der beiden Röhrenhälften, ohne weiteres verständlich sein, so daß sich eine nähere Beschreibung erübrigt.

Britisches Patent 169250. Radio Communication Company Ltd. und Norman Lea in London. Veröffentlicht 20. 10. 21. Die Schaltung bezweckt, ohne Änderung der Röhrencharakteristik den Punkt einregulieren zu können, an welchem die Gitterspannung ihren Grenzwert erreicht, und auf diese Weise indirekt die Amplitude der erzeugten Schwingungen zu ändern. Es ist ohne weiteres klar, daß die Schwingungen verhindert werden, sich über einen bestimmten Punkt aufzuschaukeln, wenn oberhalb dieses Punktes kein weiteres Anwachsen des Gitterpotentials stattfindet. Hier soll nun das dem Gitter zugeführte Potential durch Einschalten eines Gleichrichters oder einer

anderen gleichwirkenden Zweielektrodenröhre in den Gitterkreis verhindert werden, wobei dieser Gleichrichter eine Stromspannungskurve mit ausgesprochenem Knick besitzen soll. Fig. 4 zeigt diese Schaltung. Die Anodenkreisspule 4 ist mit der Gitterspule L gekoppelt, die ihrerseits in Reihe mit einem Widerstand R und einer Batterie E zwischen Gitter und Glühkathode einer Dreilektrodenröhre 1 liegt. In einer Zweigleitung zwischen Gitter und Kathode ist eine Zweielektrodenröhre 2 die Reihe mit einer veränderlichen Spannungsquelle e gelegt.

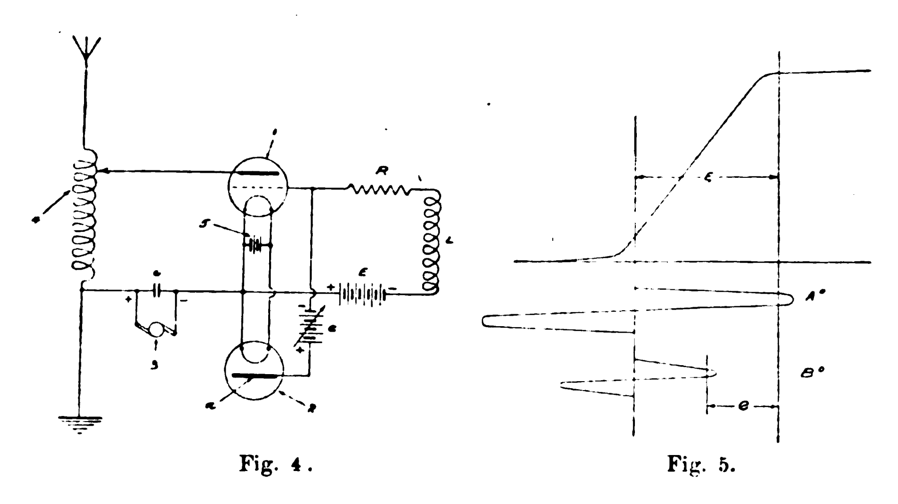


Fig. 4. Fig. 5.

Eine Gleichstromquelle führt unter Parallelschaltung eines Blockkondensators 6 dem Anodenkreis der Schwingungsröhre die Betriebsenergie zu. Die Wirkungsweise ist in Fig. 5 diagrammatisch dargestellt, die die normale Charakteristik der Röhre mit einem Gitterpotential E. die normale Schwingung des Gitterpotentials A^0 und die infolge der Einschaltung der Steuerröhre 2 verringerte Schwingung B_0 zeigt, wobei die Amplitude dieser verringerten Schwingungen bestimmt ist durch den Wert der veränderlichen E.M.K. e in Fig. 4. Die Spannung der Anode a der Röhre 2 ist gewöhnlich negativ und die Schwingungen in der Spule L schaukeln sich auf bis zu einem Wert, der etwa dem negativen Potential an a entspricht. Das Bestreben der Potentialschwingungen an den Enden von L, noch weiter zu wachsen, wird durch die Röhre 2 verhindert, die dann stromleitend wird. Das Hochfrequenzpotential der Anode a ruft Hochfrequenzströme im Widerstand R hervor, die gegenelektromotorische Kräfte erzeugen, die denen in der Spule L entgegenwirken. Durch Einstellen des negativen Potentials

an der Anode a kann die Amplitude, bis auf welche die Schwingungspotentiale in der Spule L anwachsen können, verändert werden, und infolgedessen kann durch Veränderung des Wertes e die Hochfrequenzkomponente der Anodenstromes der Röhre 1 verändert werden. Durch Verbindung der Sekundärwicklung eines Mikrophontransformators, zweckmäßig unter Parallelschaltung eines Kondensators, in Reihe mit der Batterie, die dann nicht veränderlich zu sein braucht, kann die Amplitude der erzeugten Hochfrequenzschwingungen mikrophonisch gesteuert, und die Schaltung als Hochfrequenz-Telephoniesender benutzt werden.

Britisches Patent 162781. Arthur Kenneth Macrorie und George Alexander Irving in Portsmouth. Veröffentlicht 2. 6. 21. In Fig. 6

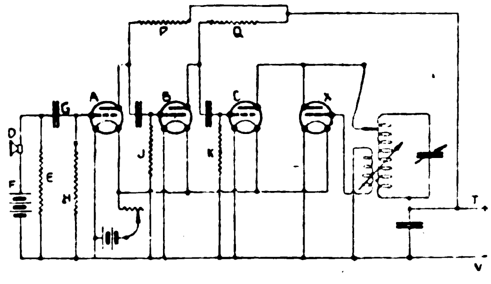


Fig. 6.

ist eine der daselbst beschriebenen Schaltungen für drahtlose Telephoniesender dargestellt. Hochgespannter Gleichstrom wird den Klemmen TV zugeführt. X ist eine Hochfrequenzschwingungen erzeugende Röhre. Die letzte Röhre C einer Kaskadenschaltung von Beeinflussungsröhren ist parallel zu einem Teile oder zum ganzen Hochfrequenzschwingungskreis geschaltet. Die beim Sprechen im Widerstande des Mikrophonkreises DF auftretenden Schwankungen werden durch die Kaskadenschaltung der Röhren AB verstärkt und verändern so den Widerstand der Dämpfungsröhre C. Hierdurch werden die Hochfrequenzschwingungen in der Schwingungsröhre X entsprechend den Mikrophonströmen verändert.

Britisches Patent 146881. Western Electric Company Ltd. in London, bzw. Harold De Forest Arnold in New Jersey. Veröffentlicht 20. 10. 21. Es sollen hier ausschließlich die modulierten Komponenten der Hochfrequenzschwingungen bei der drahtlosen Telephonie übertragen werden, während die Trägerwelle selbst nicht übertragen werden soll, vgl. hierzu z. B. das britische Patent 102503, über welches im

Jahrb. **18**, S. 137—143, berichtet worden ist. Zur Erreichung desselben Zweckes wird aber hier eine von der dort beschriebenen abweichende Schaltung benutzt, wie sie in Fig. 7 dargestellt ist. 1 bezeichnet einen Hochfrequenzgenerator von geringer Energie, hier einen Röhrengenerator, der über den Transformator 3 den Gitterkreis der Relaisröhre 5 hochfrequent steuert. 2 ist ein Mikrophonkreis, der

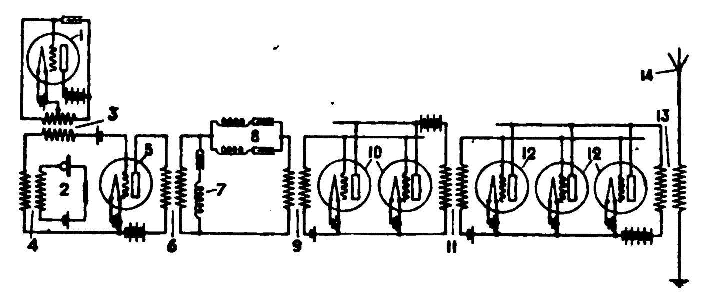


Fig. 7.

über den Transformator 4 auf denselben Gitterkreis in Hintereinanderschaltung mit dem Transformator 3 wirkt. Über den Transformator 6 wird die im Sprechrhythmus modulierte Hochfrequenz weitergeleitet und zwar werden durch das parallelgeschaltete Paar von Abstimmkreisen

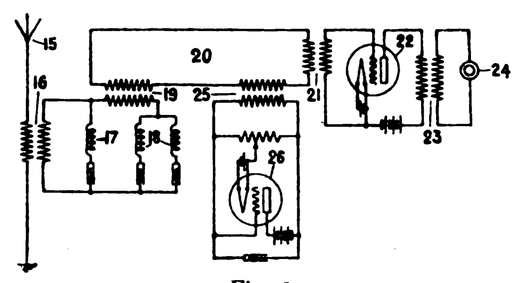


Fig. 8.

8, von denen der eine Zweig auf die Modulierungskomponente der höheren und der andere Zweig auf die Modulierungskomponente der niedrigeren Frequenz abgestimmt ist, nach dem Transformator nur diese beiden Modulierungskomponenten durchgelassen, während durch den Nebenschluß 7, der auf die unmodulierte Hochfrequenz (Frequenz 1) abgestimmt ist, diese unmodulierte Hochfrequenz kurzgeschlossen, d. h. also an dem Übertreten nach 9 verhindert wird. 10 und 12 sind weitere Ver-

stärkerröhren, 11 und 13 Kopplungstransformatoren und 14 die Senderantenne. Fig. 8 zeigt die zugehörige Empfangsstation. 15, 16 sind die Empfangsantennen und der Eingangstransformator. Die Parallelverzweigung 18, die genau wie 8 abgestimmt ist, bewirkt, daß nur die beiden Modulierungskomponenten auf den Empfangskreis 20 übertragen werden, während der Nebenschluß 17 genau wie 7 abgestimmt ist; dieser Nebenschluß ist dazu bestimmt etwa von störenden Stationen ankommende Schwingungen der unmodulierten Trägerfrequenz abzuleiten und an der Einwirkung auf den Empfangskreis zu hindern.

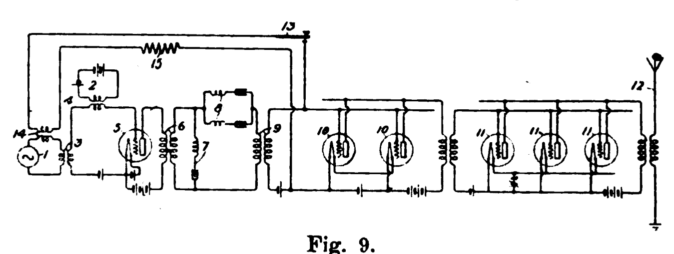


Fig. 9.

Um aber die in 20 auftretenden Schwingungen wahrnehmbar zu machen, ist es erforderlich, durch einen Generator 26, der genau die Trägerfrequenz erzeugt, diese Frequenz zu überlagern, denn ohne diese Überlagerung würde im Empfangstelephon 24 keinerlei Sprache zu vernehmen sein.

Denselben Gegenstand betrifft das französische Patent 517685, veröffentlicht am 10. 5. 21, welches auf den Namen der Firma Le Matériel Téléphonique, Société Anonyme lautet.

Britisches Patent 111649. Western Electric Company Ltd. in Westminster. Veröffentlicht 27. 12. 17. Zusatz zum britischen Patent 102503, vgl. Jahrb. **18**, S. 137—143. Hier wird bezweckt, gleichzeitig drahtlos telegraphieren und telephonieren zu können. Die Sendeschaltung ist in Fig. 9 dargestellt, die zugehörige Empfangsschaltung in Fig. 10. Der Hochfrequenzgenerator erregt über Transformator 3 in Hintereinanderschaltung mit den Mikrophonsender 2, 4 das Gitter der Röhre 5 und genau wie bei dem soeben besprochenen Patent 146881 (Fig. 6) über die entsprechend abgestimmten Zweige 8 die Röhren 10 und 11. Um aber zugleich mit der Trägerwelle telegraphieren zu können; ist der Transformatorkreis 14 mit dem Taster 13 und Widerstand 15 vorgesehen, welcher gestattet, die Relaisröhren mit der nicht modulierten Trägerfrequenz im Rhythmus der zu übertragenden Telegraphierzeichen zu steuern. Bei der Empfangs-

schaltung Fig. 9 findet dann der Telephonieempfang wie bei Fig. 7 statt über die Zweige 20 und der Überlagerer 22 mit der Trägerfrequenz, während die Telegraphierzeichen aus dem Ableitekreis 17 entnommen und dem Empfänger 18 zugeführt werden.

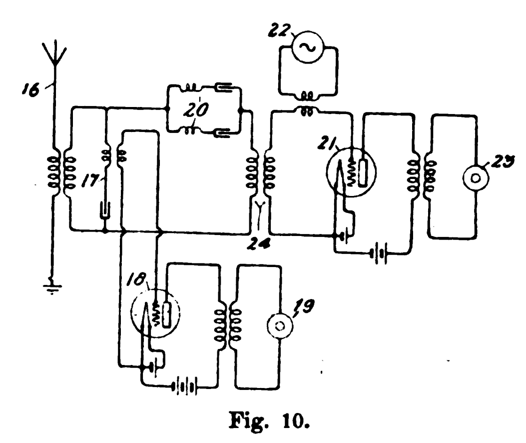


Fig. 10.

Das französische Patent 519170/22858 der Gesellschaft Le Matériel Téléphonique, veröffentlicht 5. 9. 21, betrifft den gleichen Gegenstand.

Literaturverzeichnis.

Alexanderson, E. F. W., Ann. des Postes, Télégr. et Téléph. **10**, S. 364, 1921. Notes on Wireless.

Awell, R. L., Telegr. and Teleph. Age **39**, S. 55, 1921. The Application of Wired Wireless, Radio, and Wireless Telephone to Railway Service Communication Systems.

Bennett, J. J., Engineering **111**, S. 187, 1921. Ref. Sc. Abstr. 24B, S. 208, 1921. El. World 77, S. 951, 1921. The Leader Cable at Portsmouth.

Bianchi, U., Elettricista, März 1920, S. 33. Ref. Rev. Gen. de l'Él. 7, S. 202D, 1920. A New Apparatus for Transmitting Photographs by Wire or Wireless.

— Rad News 2, S. 366, 1920. A New Land Wire and Radio Transmitter of Photographs.

Boucheron, P. H., ebenda S. 272. The Invisible Radio Pilot.

— Sc. and Inv. 8, S. 883, 932, 1920. Transmitting Photographs by Radio.

Boucherot, P., World Wide Wireless 2, S. 3, Aug. 1921. Radio Central.

Bournat, L. V., Techn. Mod. **18**, S. 49, 1921. Ref. Rad. Él. 1, S. 145D, 1921. The Most Powerful Station in the World.

Bracket, Q. A., El. Journ. 28, S. 142, 1921. Radio Arc Transmitters.

Bragg, W., Discovery 2, S. 224, 1921. Electrons and Ether Waves.

Bront, J. F., Rad. News 2, S. 868, 1921. The Arc and Radio Telephone Transmitters.

Bucher, E. E., Gen. El. Rev. **23**, S. 813, 1920. Ref. El. World **76**, S. 1225, 1920. Sc. Amer. Monthly 2, S. 161, 1920. The Alexanderson System for Radio Communication.
Bullard, W. H. G., Journ. Frankl. Inst. **191**, S. 725, 1921. Ref. El. World 78, S. 131, 1921. Rad. Rev. 2, 9, S. 502, 1921. The Application of Radio to Navigation Problems.
Campbell-Swinton, Alan A., Rad. Rev. 2, 10, S. 545, 1921. The Reception of Wireless Waves on a Shielded Frame Aerial.
Carletti, A., Elettrotecnica 8, S. 189, 1921. Earth Telephone Interception during the War.
Casner, T. S. and **O. L. Badger**, Journ. Amer. Inst. El. Eng. **40**, S. 461, 1921. Radio Controlled Clock.
Clemons, D. R., Rad. News 3, S. 103, 162, 1921. Construction of a 1 kW Arc Converter.
Corret, P., T. S. F. Mod. 2, S. 23, 1921. Transmission Programmes.
Crossley, A., Journ. Amer. Soc. Nav. Eng. **33**, S. 39, 1921. Ref. Rev. Gen. de l'Él. 9, S. 645, 1921. Engineer **131**, S. 567, 1921. Piloting Vessels by Electrically Energized Cables.
Davis, H. P., El. Journ. 28, S. 109, 1921. Radio — Its Future.
Dellinger, J. H., Rad. News 2, S. 678, 1921. Radio Communication.
— Rad. Rev. 2, 9, S. 454, 1921. Notation for Electron Tube Circuits.
Dodwell, C. F., Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 81, S. 101, 1920. Ref. Sc. Abstr. 24 A, S. 156, 1921. Rad. Rev. 2, 9, S. 496, 1921. Adelaide Longitude by Wireless.
Eaton, W. A., El. Journ. 18, S. 114, 1921. El. World 77, S. 1175, 1921. Ref. Sc. Abstr. 24 B, S. 362, 1921. Description of a Uni-wave Signalling System for Arc Transmitters.
Ferrie, G., Monthly Not. Roy. Astr. Soc. 80, S. 669, 1920. A Note of the Methods Used for the Determination of Longitude by Radiotelegraphy.
Fisk, E. T., Sea, Land and Air 3, S. 769, 1921. The Practical Application of the Triode Valve in Radio Communication.
de Forest, L., El. World 77, S. 936, 1921. Broadcasting News by Radio Telephone.
Gernsbach, H., Rad. News 3, S. 93, 1921. A Cold Cathode Vacuum Tube.
Gill, E. W. B., Rad. Rev. 2, 9, S. 450, 1921. A Method of Measuring the Specific Inductive Capacity of Air.
Goddard, R. W., Rad. News 2, S. 292, 1920. New Mexico State College Radio Station.
Gray, R. C., Rad. Rev. 2, 10, S. 507, 1921. Wireless Telegraphy in Western Australia.
van Haersolte, J. W. J., Rad. Nieuws 4, S. 131, 1921. Radio Weather Reports.
Haig, T. D., Rad News 2, S. 520, 1921. The Arc or Continuous Wave Transmitter.
Holst, G. and **E. Oosterhuis**, Physica 1, S. 56, 1921. The Influence of the Gas on the Operation of a Mercury Break.
Hooper, S. C., El. Journ. 28, S. 112, 1921. The Lafayette Radio Station.
Horner, D. W., Nautical Magazine **105**, S. 334, 1921. Determination of Longitude.
Howe, G. W. O., Rad. Rev. 2, 9, S. 449, 1921. Harmonics and Normal Modes of Vibration.
Hull, A. W., Phys. Rev. 18, S. 31, 1921. Ref. Rad. Rev. 2, 10, S. 561, 1921. The Effect of a Uniform Magnetic Co-axial Cylinders.
Hyde, G. E., Rad. News 2, S. 598, 638, 1921. Commercial Radio Telephony at Avalon, Santa Catalina Island.
Klouck, A. J., Wireless Age 8, S. 23, 1921. A Synchronous Rotary Spark Gap.

Lacault, R. E., Sc. and Inv. 8, S. 1317, 1921. The Audio Frequency Amplifier in France.
Lamme, B. G., El. Journ. 28, S. 110, 132, 1921. Data and Tests on 10,000 Cycles per Second Alternator.
Leggett, B., Engineering 111, S. 658, 1920. Wireless Telegraphy.
Lentz, C. R., Rad. News 3, S. 99, 1921. A New Arc Transmitter.
Linke, F., Zeitschr. d. Ver. D. Ing. 65, S 467, 1921. Die Hochfrequenzmaschine von Alexanderson und die Großstation New-Brunswick.
Little, D. G., El. Journ. 28, S. 124, 1921. Ref. El. World 77, S. 1383, 1921. Continuous Wave Radio Communication.
Loth, W. A., C. R. 171, S. 668, 1920. Sc. Amer. Monthly 3, S. 377, 1921. Ref. Rad. Él. 1, S. 83 D, 1921. A New Method of Navigation for enabling a Ship to Enter or Leave a Harbour without Danger when the Ordinary Methods of Route Indications are not Available.
— Rev. Gén. de l'Él. 9, S. 899, 1921. On the Electromagnetic Piloting of Ships.
Marchand, H., Nature, La, 49, S. 293, 1921. The Poulsen System used at the Radio Station at Bordeaux.
de Mare, J., T. S. F. Mod. 1, S. 110, 1920. The Reception of Annapolis, NSS.
Marsten, J., Rad. News 2, S. 689, 1921. Some Notes on Quenched Gap Transmitters.
— ebenda 3, S. 106, 1921. Operation of Vacuum Tubes in Parallel.
— Wireless Age 8, S. 33, 1921. Characteristic Curves.
Mauv, P. and V. Bontron, Rev. Gén. de l'Él. 9, S. 523, 204 D, 1921. On a Static Frequency Multiplier.
Minnohara, T., ebenda 8, S. 859, 1920. Ref. Rad. Rev. 2, 10, S. 556, 1921. The Use of the Impulsion Wave Method — Frequency Doublers.
Moye, M., T. S. F. Mod. 1, S. 180, 1920. The Practical Utilisation of Meteorological Radio Bulletins.
Newman, F. H., Proc. Roy. Soc. 99 A, S. 324, 1921. A New Form of Wehnelt Interrupter.
de la Noë, H., Génie Civil 79, S. 32, 53, 1921. The Lafayette (Bordeaux) Station — Construction of Foundations and Calculation of Stresses in Towers.
Owen, W. D., El. Rev. 88, S. 528, 1921. Thermionic Amplifiers.
Palmer, L. S., Rad. Rev. 2, 9, S. 465, 1921. An Analytical Method for Comparing the Rectifying Properties of Three-electrode Valves.
Peters, J. F., El. Journ. 28, S. 122, 1921. Ref. El. World 77, S. 1382, 1921. Static Frequency Doublers.
Rad. Rev. 2, 9, S. 463, 1921. The Nature and Nomenclature of Electric Discharges.
— ebenda S. 478. Berlin-London Wireless Service.
— ebenda 10, S. 509. The Opening of the Leafield Wireless Station.
— ebenda S. 535. The Wireless Service for Press Messages from Geneva.
— ebenda S. 537. Modern Methods of Valve Manufacture.
Revol, M., Électricité pour Tous 3, S. 148, 1921. Wireless Telegraphy.
Roe, C. H., Wireless Age 8, S. 21, Nov. 1920. Transmission of Electrical Energy.
Rosenberg, L. H., Sc. Amer. 124, S. 449, 1921. A New Era in Wireless.
Round, H. J., Rad. Rev. 2, 9, S. 459, 1921. Clifden.
Rugg, W. S., El. Journ. 28, S. 109, 1921. Radio-Its Relation to the Electrical Industry.
Sampson, R. A., Monthly Not. Roy. Astr. Soc. 80, S. 659, 1920. Sc. Amer. 123, S. 297, 1920. Determination of Longitude by Wireless Telegraphy.
Sargent, E. M., Rad. News 2, S. 694, 746, 748, 782, 816, 1921. Conduction of Electricity through Vacuum and Gases with Applications to Design of Radio Apparatus.

Sauvé, H., Rad. El. 1, S. 498, 1921. The High Power Radio Station at Kamina.
Sayers, J., Electrician 86, 4, S. 133, 1921. Nomenclature for Wired Wireless.
Schereschewsky, P., Nature, La, 49, S. 268, 275, 1921. Ref. Rad. Rev. 2, 9, S. 493, 1921. The International Meteorological Radio Telegrams.
Shaughnessy, E. H., Post Off. El. Eng. Journ. 14, S. 79, 1921. Imperial Wireless Station at Leafield. Oxfordshire.
Sherman, H. B. and S. R. Parker, Journ. Eng. Inst. Canada 4, S, 456, 1921. The Development of the Thermionic Valve and its Application to Telephony.
Sleeper, M. B., Radio and Model Engineering 1, S. 11, 1921. Commercial Practice applied to Experimental Radio Stations.
Slepian, J., El. Journ. 28, S. 129, 1921. Ref. El. World 77, S. 1175, 1921. Why High Frequency for Radiation?
Smith, R. R., Rad. News 3, S. 108, 1921. The Clark Radiophone.
Stone, E. W., ebenda S. 24. Radio Telephony.
Swyngedauw, R., Rev. Gén. de l'Él. 8, S. 299, 363, 1920. Resonance of Third Harmonics in Transformers caused by Hysteresis and Saturation of the Iron.
Townsend, J. S., Rad. Rev. 2, 9, S. 479, 1921. Electric Oscillations along Straight Wires and Solenoids.
Turner, L. B., ebenda 10, S. 524. Optimum Wavelength and Atmospherics.
Verch, Rad. Nieuws 4, S. 179, 1921. The Telefunken Valve Transmitter at Königswusterhausen.
Verdier, M., Ann. des Postes, Télégr. et Téléph. 10, S. 303, 1921. The Radio Stations of the French Postal Telegraph Administration.
Viard, G., Génie Civil 78, S. 405, 1921. The High-power Radio Station at Nauen, near Berlin.
Wade, H. T., Monthly Weather Review 48, S. 162, 1920. A Wireless Storm Detector for the Central Lighting Station.
White, W. C., Journ. Frankl Inst. 191, S. 473, 1921. Wireless Age 8, S. 11 Juli 1921. Rad. News 2, S. 776, 800, 1921. Ref. Rev. Gén. de l'Él. 9, S. 207 D, 1921. Sc. Abstr. 24 B, S. 366, 1921. Rad. Rev. 2, 10, S. 558, 1921. Some Operating Characteristics of Electron Tubes.
— Sc. Amer. 124, S. 125, 138, 1921. The Vacuum Tube as an Engineering Problem.
Winters, S. R., Rad. News 2, S. 860, 1921. The Washington Air Mail Radio Station.
Wireless World 9, 27, S. 25, 1921. Wireless Meteorological Reports Issued from Air Ministry and Aberdeen.
— ebenda 29, S. 85. Regular Transmissions of Wireless Stations.
— ebenda 30, S. 117. Automatic Printing of Signals Received by Wireless.
— ebenda 31, S. 125. A Model Receiving Station.
— ebenda S 144. A Simple Grid Leak.
— ebenda 32, S. 163. Meniscus Microphones.
— ebenda 34, S. 229. A Photographic Recorder for Wireless Signals.
— ebenda S. 237. The Law Governing Wireless Transmission.
— ebenda 35, S. 273. Meteorological Reports.
— ebenda 37, S. 310. Recording Oscillations.
— ebenda S. 332. Distribution of Weather Forecasts Furnished by the United States Weather Bureau.
— ebenda 38, S. 354. The First Link of the Imperial Chain.
Wireless World 39, S. 391. Wireless Telegraphy Stations in Operation in Connection with Civil Air Routes.
Wratzke, Telegr. u. Fernspr. Techn. 10, 8, S. 105, 1921. Die drahtlose Schnelltelegraphenverbindung zwischen Berlin und London.

Kurze Mitteilungen.

(Beiträge aus dem Leserkreise erbeten.)

Der Funkdienst der Drahtlosen Überseeverkehr-A. G. (Transradio) hat am 16. März insgesamt von Nauen und Eilvese aus 50000 Worte ausgesandt.

Die direkte Funkverbindung Berlin (Stadt)—New York (Stadt) ist von Transradio hergestellt worden. Die Großfunkstationen Nauen und Eilvese werden hierbei von Berlin aus gesteuert.

Briefe an die Schriftleitung.

(Der Abdruck zur Veröffentlichung eingesandter Briefe erfolgt ohne Verbindlichkeit der Schriftleitung.)

Erwiderung auf T. L. Eckersly Refraction of electric Waves. (The Radio Review, Bd. 1, S. 421—428.) Jahrb. f. drahtl. Telegraphie u. Telephonie, Bd. 18, Heft 5, S. 369—78.

Die Bemerkung des Verfassers auf Seite 377 und 378 im Jahrbuch, daß die deutschen Funker in Palästina die auftretenden Wellenbeugungen bei ihren Peilungen nicht berücksichtigt hätten, entspricht nicht den Tatsachen. Wir deutschen Funker haben alles, was uns durch die Wissenschaft zur Verfügung stand, voll und sinngerecht angewandt. In der deutschen Armee und Marine war es infolge der reichen Erfahrungen auf allen Kriegsschauplätzen sehr wohl bekannt, daß durch verschiedene Umstände Beugungen der Wellenstrahlen eintreten können. Von dieser Kenntnis machten wir bereits im Jahre 1915 an der Tiroler Front in reichem Maße Anwendung, wo es uns gelang, durch systematische Anlage unserer Peilstationen und unter Berücksichtigung der Abweichungen der Wellenstrahlen infolge des Gebirges die in den Tälern versteckt aufgestellten italienischen Funkstellen genau festzulegen und die jeweiligen Änderungen der Aufstellungsplätze zu erkennen.

Auf Grund dieser Erfahrungen wurde von mir als dem damaligen Kommandeur der Nachrichtentruppen in Palästina und in der Türkei die Aufstellung der Peilstationen in Palästina und Mesopotamien so angeordnet, daß unter Berücksichtigung der Wellenabweichungen Kontrollmessungen und Kreuzpeilungen ausgeführt werden konnten. Die Organisation des Peildienstes war so getroffen, daß alle Messungen der Peilstationen bei einer Zentrale — Auswertungsstelle — zusammen liefen und diese Auswertungsstelle stellte auf Grund der verschiedenen Messungen die Lage jeder einzelnen englischen Funkenstation fest. Es ist zwar richtig, daß die Peilstation Tulkarem falsche Messungen machte, diese Messungen dienten aber nicht für Feststellungen der Lage der feindlichen F.-T.-Stationen. Die Station Tulkarem war außerdem erst kurze Zeit vor dem Zusammenbruch aufgestellt worden und teilte ihre Meßergebnisse ohne Rücksicht auf eine Korrektur der Zentralstelle mit.

Im einzelnen berichtet Herr Ingenieur Scharowski, Berlin, der damalige Leiter des Peildienstes, auf meine Bitte folgendes:

„Sämtliche Richtempfangsstationen in Syrien und Palästina (Nazareth, Haifa, Amman, später Dera, Nabolus, Mersina, Makraba [westlich Rayak], Tulkarem) waren geographisch, d. h. nach der Nordsüdrichtung mit Peilkompaß ausgerichtet. Schon bei den ersten Kreuzpeilungen eigener bekannter Stationen wie der uns anfangs völlig fremden feindlichen Stationen lagen Schiffe auf dem Land und Landstationen auf hoher See. Es war außerordentlich schwierig, unter solchen Verhältnissen die Eigenfehler der RE-Stationen zu bestimmen und zu beseitigen. Die Mißpeilungen wurden als Folgen von Ablenkungen, Brechungen und Zurückwerfen der Wellen erkannt. Der Versuch einer mathematischen Erfassung der tatsächlich vorliegenden Fehler erwies sich als unmöglich. Wir hatten mit vollständig andersartigen Verhältnissen zu rechnen wie die englische RE-Station Kairo.

Die von Kairo angeführte Peilung „Amman" (Fig. 5, S. 376 im Jahrbuch) zeigt die erste Schwierigkeit, mit der wir es häufig zu tun hatten. Den Wellen sind zwei Wege zwischen der RE- und Sendestation möglich. Die RE-Wirkung besteht aus zwei Komponenten verschiedener Richtung und verschiedener Phase. Die Summe dieser Komponenten mathematisch zu erfassen, ist unmöglich.

Selbst bei einwandfrei festgestellten Brechungen ist die Bestimmung des Brechungskoeffizienten aus der Landkarte unmöglich. Die Beschaffenheit der Küste ist von ausschlaggebender Bedeutung, die durch Peilungen der RE-Station Nazareth dauernd festgestellt wurde. Wir wurden auf diesen Umstand zuerst durch Peilungen aufmerksam, die bei Peilwinkeln auftraten, die die Küste unter spitzem Winkel schnitten. Infolge verschiedener Brechungskoeffizienten drängten sich die Peilungen auf wenige Grade zusammen, obgleich sie weiter auseinanderliegend erwartet wurden.

Zu der Schwierigkeit, die Peilungen durch Anwendung des Brechungsgesetzes richtig zu berechnen, kamen Einflüsse, die sich den Brechungen überlagerten. Insbesondere beobachteten wir Rückbrechungen von Wellen. Liegen Sende- und RE-Station in Küstennähe, so wird die RE-Station 1. von direkt von der Sendestation kommenden Wellenzügen getroffen, 2. werden aber von Wellenzügen, die von der Sendestation über die Küste in See hinausgehen, beim Übergang Teile zurückgebrochen und erreichen ebenfalls die RE-Station, dadurch wird das Minimum schlecht und die Peilung fällt zuweit seewärts aus. Diese Erscheinung machte sich insbesondere bei der Station Tulkarem bemerkbar.

Brechungen und Zurückwerfen von Wellen tritt jedoch nicht nur an der Küste auf; wir haben sie ebenso an größeren Binnenseen, Flußläufen, wasserreichen Gebieten, Gebirgsmassiven usw. beobachtet.

Ferner kommt zu allen diesen Erscheinungen die Wirkung der sogenannten Oberflächenwellen hinzu. Bei Peilungen auf große Entfernungen stellten wir starke Abweichungen in Richtung größerer

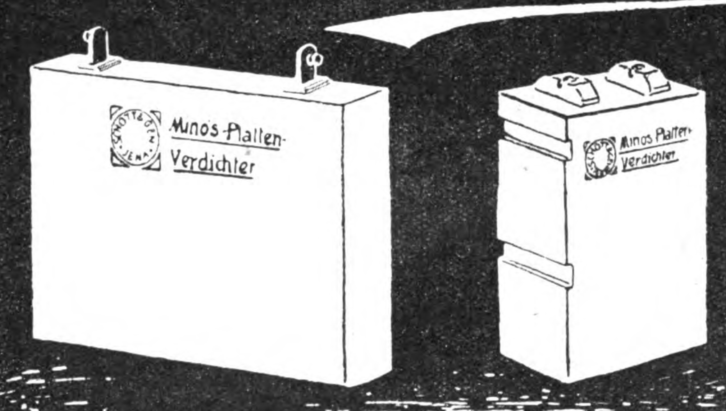
Flußläufe und wasserreichen Gegenden fest, so bildet der Euphrat und das Jordantal mit seiner Verlängerung dem Toten Meere und der Senke von Akaba wahre Sammelwege für Wellen.

Witterung und Tageszeiten hatten ausgesprochene Einwirkung auf sämtliche festgestellten Ablenkungserscheinungen.

Wir haben in Palästina die Peilergebnisse aller RE-Stationen nach Nord-Südrichtung mit Teilkreis gemessen, unverändert an einer Zentralstelle gesammelt. Als wir nach kurzer Tätigkeit teils auf Grund von Peilungen, teils aus anderen Nachrichtenquellen über den Standort einer Reihe von feindlichen Stationen klar waren, wurden für jede RE-Station sogenannte Mißweisungskreise angelegt. Diese Kreise hatten keine gleichmäßige Teilung, sondern eine unregelmäßige dergestalt, daß die direkte Verbindungslinie der RE- mit der Sendestation den Teilkreis an einer Gradzahl schnitt, die mit der gemessenen Gradzahl übereinstimmte. Da je nach der Entfernung der Sendestationen verschiedene Ablenkungen eintreten konnten, wurden für verschiedene Entfernungen besondere Mißweisungskreise angelegt, z. B. 1. Kreis Front, 2. Kreis Radius-Jerusalem, 3. Kreis Radius-Gaza, 4. Kreis Radius-Alexandria, 5. Kreis große Entfernungen. Die von einer anderen Richtempfangsstation vorliegenden Kreuzpeilungen bestimmten jeweils, mit welchem Mißweisungskreis zu arbeiten war. Genaueste Angaben der RE-Stationen zur Identifizierung der gepeilten Sendestation, gute gleichgerichtete Uhren, schnellste Übermittlung der Peilergebnisse mittels Fernschreiber waren die Grundbedingungen für dieses Meßverfahren. Wir waren damit frei von allen unsicheren Berechnungen. Das Verfahren führte zu vollem Erfolg. Nach halbjähriger Arbeit standen uns einige hundert eigene, insbesondere aber feindliche Stationen zur Kontrolle der Mißweisungskreise zur Verfügung, so daß wir neu auftretende oder sich bewegende feindliche Stationen mit Sicherheit fassen konnten. Wir legten die Patrouillenruten und Gebiete der feindlichen Kreuzer und Bewachungsfahrzeuge fest, konnten in den beiden Ost-Jordan-Schlachten das Vorrücken der feindlichen Kavallerie im Bergland zwischen Es-Salt und Amman, insbesondere das Erscheinen der Engländer vor der Station Amman feststellen, beobachteten die Verschiebung feindlicher Verbände an der Front und peilten schließlich die Truppentransporte im Roten Meere, wenn sie um Arabien herum Verstärkungen aus Mesopotamien für die Palästinafront heranbrachten, nachdem wir ihre Abfahrt aus dem persischen Golf Tage zuvor festgestellt hatten, wir erkundeten eine französische Spionagestation auf einer Insel in der Nähe von Beirut, also im Rücken der Front."

Aus all dem ersieht man, daß die Verhältnisse in Palästina doch nicht so einfach lagen, wie sie Herr Eckersly darstellt, daß vielmehr eine große Summe von Faktoren die Fortpflanzung der Wellen beeinflußt, die scheinbar doch nicht alle von den Engländern berücksichtigt wurden. Schmid, Major a. D., Berlin.

Glas-Kondensatoren



„Minos" Platten-Verdichter

Schott & Gen. Glaswerk, Jena

Für jede gewünschte Kapazität und Spannung

WB


Digitized by Google

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 19. März 1922. Heft 3.

Inhalt.

Manuskripte für das *Jahrbuch*, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 2I*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10, Genthinerstraße, 39* Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über Schwingungskreise mit Eisenkernspulen.

Von **H. Schunck** und **J. Zenneck.**[1])

Bis vor kurzem fanden eisenhaltige magnetische Kreise nur in der Niederfrequenztechnik Verwendung. Wo man gezwungen war, auf die Abhängigkeit der Permeabilität von der Stromamplitude Rücksicht zu nehmen, verzichtete man meist auf den Begriff des Selbstinduktionskoeffizienten und rechnete direkt mit dem durch die Magnetisierungskurve gegebenen magnetischen Fluß; ein Bedürfnis nach einer analytischen Darstellung des Selbstinduktionskoeffizienten war hier nicht vorhanden. Ebensowenig gab die Niederfrequenztechnik im allgemeinen Veranlassung, den Einfluß einer überlagerten Gleichstrommagnetisierung auf den Selbstinduktionskoeffizienten zu untersuchen, abgesehen etwa von dem einen Fall, wo die Drehzahl eines Induktionsmotors durch eine Drosselspule mit Gleichstromwicklung reguliert wird.[2]) Darin ist allerdings in neuester Zeit eine Änderung eingetreten: in den Niederfrequenzkreisen, in welche Gleichrichter eingeschaltet sind, und in den Anodenkreisen der Verstärkerröhren ist stets neben der Wechselstromkomponente auch eine Gleichstromkomponente vorhanden.

Anders liegen die Verhältnisse in der Hochfrequenztechnik, in die seit einiger Zeit eisenhaltige magnetische Kreise in ausgedehntem Maße Eingang gefunden haben. Hier handelt es sich immer um Schwingungskreise, bei deren Betrachtung weder der Begriff des Selbstinduktionskoeffizienten entbehrt, noch seine Abhängigkeit von der Stromamplitude vernachlässigt werden kann. Hier hat auch die überlagerte Gleichstrommagnetisierung erhöhte Bedeutung gewonnen. Auf ihr beruht bekanntlich der magnetische Frequenzwandler und die Steuerung eines Hochfrequenzstromes durch einen Gleichstrom in der

---

1) Das folgende ist eine zum Teil stark gekürzte, zum Teil erweiterte Wiedergabe einer Arbeit, die auf Anregung von Zenneck durch Schunck ausgeführt und am 28. Februar 1921 der technischen Hochschule München als Dr.-Dissertation eingereicht wurde. Bezüglich aller im folgenden weggelassenen Rechnungen sei auf diese Dr.-Dissertation verwiesen.

Die im folgenden beschriebenen Demonstrationsversuche wurden von Zenneck in der Sitzung des Gauvereins München der Deutschen physikalischen Ges. am 7. Juli 1921 vorgeführt.

2) Leonard und Weber, l'Eclairage él. **2**, 80, 1906, und J. D. Coales, El. Eng. 1908, S. 817. — E. F W. Alexanderson hat darauf eine sehr wirksame Methode zur automatischen Konstanthaltung der Drehzahl einer Hochfrequenzmaschine gegründet (Gen. El. Rev. **23**, S. 813—39, 1920.

drahtlosen Telegraphie und durch einen niederfrequenten Wechselstrom in der drahtlosen Telephonie.[1])

Daß in einem Schwingungskreis mit Eisenkernspulen Unstetigkeiten in der Abhängigkeit des Stromes von der aufgedrückten Spannung (sog. „Kipperscheinungen") auftreten, ist bekannt,[2]) ebenso, daß man ähnlichen Erscheinungen auch bei Anlagen mit Frequenzwandlern begegnet.[3]) Die bisherigen theoretischen Arbeiten[4]) darüber sind aber nicht ganz befriedigend: entweder legen sie überhaupt keinen analytischen Ausdruck für die Magnetisierungskurve zugrunde, oder der dafür angenommene Ausdruck ist derart, daß er eine vollkommene Durchführung der Rechnung unmöglich macht oder auf ein enges Sättigungsgebiet beschränkt.

Es sollen deshalb in der vorliegenden Mitteilung die Verhältnisse in einem Schwingungskreis mit einer Eisenkernspule theoretisch untersucht werden auf Grund einer schon früher von L. Dreyfuß[5]) angewandten analytischen Darstellung der Magnetisierungskurve, die mit genügender Genauigkeit für beliebige Sättigungsgrade gilt und trotzdem eine vollkommene Durchrechnung der Aufgabe gestattet.

Kapitel I.

Kondensatorkreis mit Eisenkernspule und reiner Wechselstrommagnetisierung.

§ 1. Voraussetzungen.

a) Die Eisenkernspule ist in einem Kondensatorkreis (Fig. 1) eingeschaltet, auf den eine sinusförmige E.M.K. wirkt:

$$e = E \sin(\omega t + \varphi) \tag{1}$$

1) Ges. f. drahtl. Tel. D. R. P. 303094 (1914). E. F. W. Alexanderson und S. P. Nixdorf, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. 11, S. 337 ff., 1917. — L. Kühn, Elektrot. Ztschr. 35, S. 816 ff., 1914, und Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. 9, S. 502 ff., 1915. — Der erste Vorschlag dieser Art rührt wohl von R. A. Fessenden her.

2) Diese Verhältnisse wurden wohl zuerst von O. Martienssen (Phys. Ztschr. 11, S. 448 ff., 1910, untersucht; vorausgegangen war eine Bemerkung von H. Barkhausen (Verh. phys. Ges. 9, S. 267, 1909), daß in Kondensatorkreisen mit Eisenkernspulen instabile Verhältnisse auftreten können. — Weitere, teils experimentelle teils theoretische Arbeiten darüber Petersen, Elektrot. Ztschr. 36, S. 353 ff., 1915, H. Starke, Phys. Ztschr. 18, S. 6 ff., 1917, H. Görges, Elektrot. Ztschr. 39, S. 101 ff., 1918, vgl. auch L. Kühn, l. c.

3) J. Zenneck, Proc. Inst. Radioeng. 8, S. 468—92, 1920, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. 17, S. 1—21, 1921.

4) Vgl. Fußnote 2, außerdem J. Biermanns, Arch. f. Elektrotechnik 3, S. 345 ff., 1915.

5) L. Dreyfuß, Arch. f. Elektrotechnik 2, S. 343 ff., 1913.

b) Der Kondensatorkreis arbeitet in der Nähe der Resonanz, so daß die höheren Harmonischen des Stromes gegenüber der Grundschwingung vernachlässigt werden können. Es soll also für den Strom im Kreis gesetzt werden

$$i = J \sin \omega t \tag{2}$$

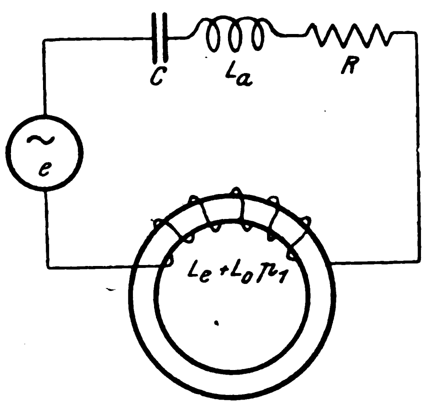


Fig. 1.

c) Als analytischer Ausdruck für die Magnetisierungskurve wird nach L. Dreyfuß eine Beziehung

$$\mathfrak{B} = a \cdot \operatorname{arctg} \alpha x + b x$$

(a, α, b Konstante, x = AWZ/cm) zugrunde gelegt und ihr die Form

$$\mathfrak{B} = a' \cdot \operatorname{arctg} \frac{w i}{S} + b' \frac{w i}{S} \tag{3}$$

gegeben. Darin sind a' und b' Konstante, w ist die Windungszahl der Spule. Die Bedeutung von S ergibt sich aus der Gleichung selbst bzw. ihrer graphischen Darstellung in Fig. 2: es ist diejenige AWZ., die ungefähr dem Knie der Magnetisierungskurve entspricht. $\frac{w i}{S} < 1$ bedeutet also verhältnismäßig schwache, $\frac{w i}{S} > 1$ starke Sättigung.

Für die im folgenden ausgeführten Zahlenrechnungen wurde als spezielle Magnetisierungskurve

$$\mathfrak{B} = 8700 \cdot \operatorname{arctg} \frac{w i}{S} + 183 \frac{w i}{S} \tag{3a}$$

angenommen. Sie entspricht der von L. Dreyfuß l. c. für legierte Bleche angegebenen Magnetisierungskurve

$$\mathfrak{B} = 8700 \cdot \text{arctg}\ 0{,}164\, x + 30\, x\,.$$

Die Annahme einer solchen Magnetisierungskurve bedeutet nicht nur eine Vernachlässigung der Hysteresisverluste, sondern auch aller der Komplikationen, die durch die Zweiastigkeit der Magnetisierungskurve, zumal bei Überlagerung von Gleich- und Wechselstrommagnetisierung, entstehen. Es liegt darin eine Beschränkung auf solche

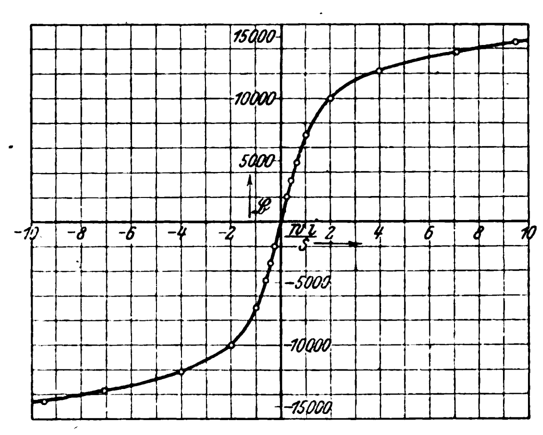


Fig. 2.

Blechsorten, bei denen der auf- und absteigende Ast der Magnetisierungskurve sich nur sehr wenig voneinander unterscheiden (Transformatorenbleche, besonders legierte). Praktisch ist eine solche Beschränkung fast selbstverständlich: es wird niemanden einfallen, andere Blechsorten für Spulenkerne zu benützen, die in Hochfrequenzkreisen Verwendung finden sollen.

d) Wirbelstromverluste sollen nicht berücksichtigt werden.

§ 2. Die Stromgleichung.

Ist Φ der Induktionsfluß im Eisenkern, so gilt

$$i R + \frac{1}{C}\int i\, d t + L_a \frac{d i}{d t} + w \frac{d\Phi}{d t} = e, \tag{4}$$

worin R den Gesamtwiderstand des Kreises, L_a die eisenfreie Selbstinduktion, die sich außer der Eisenkernspule im Kreis befinden soll, bedeutet.

Φ ist nach § 1 von der Form

$$\Phi = A \operatorname{arctg} \frac{w\,i}{S} + B \frac{w\,i}{S} \tag{5}$$

Setzt man zur Abkürzung

$$\frac{w^2 B}{S} = L_e, \quad \frac{w^2 A}{S} = L_0, \quad L = \frac{L_0}{1 + \left(\frac{w\,i}{S}\right)^2},$$

so geht die Gleichung (4) über in

$$i R + \frac{1}{C}\int i\,d\,t + (L_a + L_e + L)\frac{d\,i}{d\,t} = e. \tag{6}$$

Der Beitrag, den die Eisenkernspule zum Selbstinduktionskoeffizienten liefert, besteht also aus einem konstanten Teil L_e und einem von den Momentanwerten des Stromes abhängigen L.

§ 3. Der Selbstinduktionskoeffizient der Eisenkernspule in Abhängigkeit von der Stromamplitude.

In erster Linie interessiert der Wert von L.

a) Aus den Gleichungen (1), (2) und (6) folgt:

$$J R \sin \omega t + \left[\omega (L_a + L_e + L) - \frac{1}{\omega C}\right] J \cos \omega t = E \sin(\omega t + \varphi) \tag{7}$$

und

$$L \cos \omega t = \frac{L_0 \cos \omega t}{1 + \left(\frac{w J}{S} \sin \omega t\right)^2}.$$

Dieser letztere Ausdruck ist eine periodische aber nicht sinusförmige Funktion der Zeit, kann also durch eine Fouriersche Reihe ersetzt werden. Es sei

$$\frac{L}{L_0} \cos \omega t = \frac{\cos \omega t}{1 + \left(\frac{\omega J}{S} \sin \omega t\right)^2} = \sum_{n=1}^{n=\infty} (p_n \cos n\,\omega\,t + q_n \sin n\,\omega\,t)$$

Für die Grundschwingnngen, auf die sich Gl. (7) von vornherein beschränkt, kommen nur die beiden ersten Glieder der Reihe mit den Koeffizienten p_1 und q_1 in Betracht. Da q_1, wie man leicht sieht, $= 0$ ist, so wird

$$\frac{L}{L_0} \cos \omega t = p_1 \cos \omega t$$

und zwar ist

$$p_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \omega t}{1 + \left(\frac{w J}{S} \sin \omega t\right)^2} d(\omega t)$$

Die Integration ergibt

$$\frac{L}{L_0} = p_1 = 2 \cdot \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{w J}{S}\right)^2} - 1}{\left(\frac{w J}{S}\right)^2} = \frac{2}{a^2} \{\sqrt{1 + a^2} - 1\} \qquad (8)$$

wenn a für $w J / S$ gesetzt wird.

b) Der auf diese Weise bestimmte Wert von L ist zusammen mit L_e der wirksame Selbstinduktionskoeffizient der Eisenkernspule für

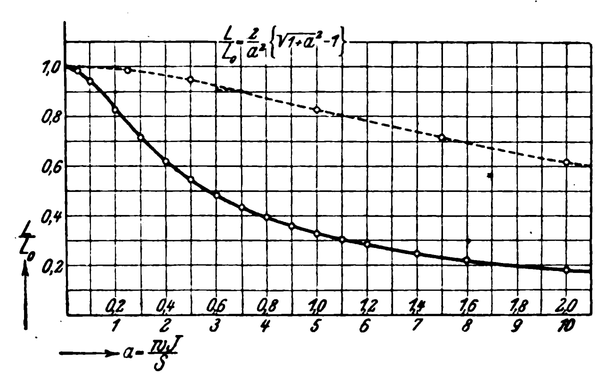


Fig. 3.

die Grundschwingung. Er hängt nur noch ab von der Amplitude des Stromes und zwar so, wie es nach Gl. (8) in Fig. 3 dargestellt ist. In dieser Figur wurden als Abszissen die Werte von wJ/S aufgetragen, und zwar gelten für die ausgezogene Kurve die unteren Zahlen, für die gestrichelte die oberen; Ordinaten sind die Werte von L/L_0.

Die Kurven zeigen, wie der Selbstinduktionskoeffizient der Eisenkernspule mit steigender Stromamplitude abnimmt, d. h. wie er um so kleiner wird, je größer der Teil der Periode ist, in dem man auf dem flachen, starker Sättigung entsprechenden Gebiete der Magnetisierungskurve arbeitet.

§ 4. Beziehung zwischen Stromamplitude und aufgedrückter Spannung.

a) Aus Gl. 7 folgt in bekannter Weise für die Amplitude J und E

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left[\omega(L_a + L_e + L) - \frac{1}{\omega C}\right]^2}} \tag{9}$$

Ein anschauliches Bild für die Arbeitsweise eines solchen Kondensatorkreises erhält man, wenn man nach dieser Gleichung die Stromspannungscharakteristik für verschiedene Frequenzen zeichnet.

b) Für die Berechnung der Charakteristiken wurde folgende Annahme gemacht[1]):

1. Magnetisierungskurve nach Gl. (3)

$$\mathfrak{B} = 8700 \operatorname{arctg} \frac{w\,i}{S} + 183 \frac{w\,i}{S}$$

daraus

$$\frac{L_e}{L_0} = \frac{8700}{183}$$

2. Das Knie der Magnetisierungskurve soll bei $J = 100$ Amp. liegen, d. h.

$$\frac{w}{S} = \frac{1}{100}$$

3. $C = 0{,}1\ \mu\mathrm{F}$, $R = 5\ \Omega$.

4. Resonanz soll für extrem kleine Stromamplituden bei

$$\nu_0 = 10000/\mathrm{sec}\ (\omega_0 = 2\pi \cdot 10000/\mathrm{sec})$$

eintreten. Daraus folgt:

$$\omega_0 (L_a + L_e + L_0) = \frac{1}{\omega_0 C} = 159{,}15\ \Omega$$

5. L_a = vorgeschaltete eisenfreie Selbstinduktion = $\frac{1}{10}$ der gesamten Selbstinduktion $L_a + L_e + L_0$.

c) Die Stromspannungscharakteristiken für die verschiedenen Maschinenfrequenzen sind in Fig. 4 gezeichnet, wobei als Ordinaten die Spannungsamplituden in Volt, als Abszissen die Amplituden des Stromes in Ampere aufgetragen sind.

Diskussion.

1. Da mit wachsender Stromamplitude L abnimmt, so muß es für Maschinenfrequenzen, die über ν_0 liegen ($\omega > \omega_0$), stets eine Strom-

1) Diese Annahme und die folgende Diskussion schließen sich eng an J. Zenneck l. c. an.

amplitude und damit einen Punkt der Charakteristik geben, für den die Reaktanz $\omega(L_a + L_e + L) - \frac{1}{\omega C} = 0$ ist, die Impedanz

$$\sqrt{R^2 + \left[\omega(L_a + L_e + L) - \frac{1}{\omega C}\right]^2} = \frac{E}{J}$$

also ihren Minimalwert R annimmt. Diese Punkte liegen auf der Geraden $E/J = R$ die in der Figur dünn ausgezogen eingetragen

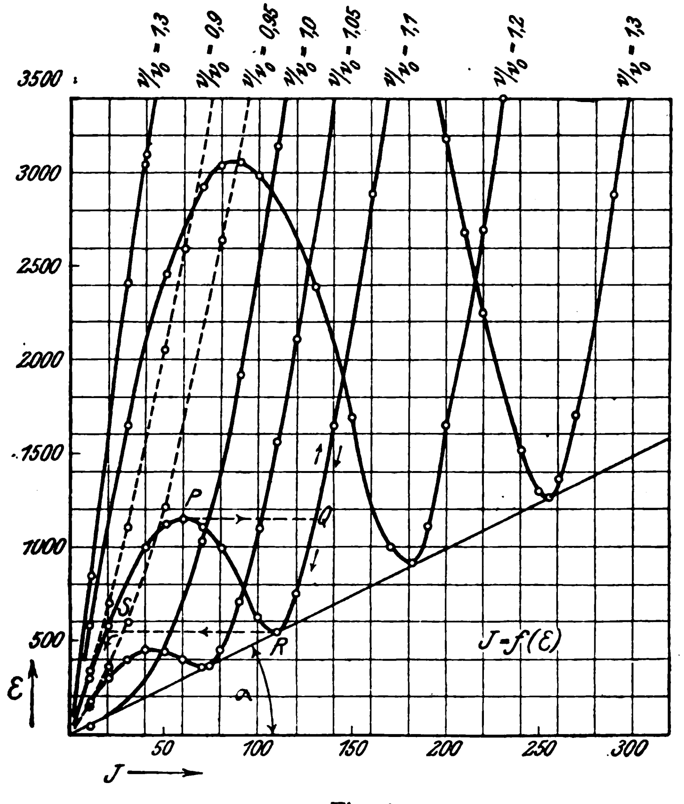


Fig. 4.

ist. Nach der üblichen Definition der Resonanz sind diese Punkte als Resonanzpunkte anzusprechen. Möglich ist Resonanz nur, wenn die Maschinenfrequenz $\nu > \nu_0$ d. h. $\frac{\nu}{\nu_0} > 1$ ist.

2. Im Gegensatz zum eisenfreien Kondensatorkreis ist die Resonanz von der Stromamplitude und damit von der aufgedrückten Spannung abhängig. Bei welcher Frequenz Resonanz eintritt, hängt von der Generatorspannung ab.

3. Für Werte von $\nu/\nu_0 > 1$ steigt die Charakteristik bis zu einem Maximum an, fällt darauf bis zu einem in unmittelbarer Nähe des Resonanzpunktes liegenden Punkte ab, um von dort wieder anzusteigen. Der abfallende Teil der Charakteristik läßt sich, da er — unter der Voraussetzung einer vom Strom unabhängigen Generatorspannung — einen labilen Zustand darstellt, nicht realisieren. Überschreitet man bei ansteigender Spannung den Spannungswert, welcher dem Maximum der Kurve entspricht, so erfolgt ein sprunghaftes Anwachsen des Stromes; wenn man bei abnehmender Spannung den Spannungswert unterschreitet, welcher dem Minimum der Kurve entspricht, so fällt der Strom plötzlich auf einen sehr viel niedrigeren Wert ab („Kipperscheinung").

Für $\nu/\nu_0 = 1{,}1$ (Fig. 4) springt z. B. beim Aufsteigen der Strom für $E = 1155$ Volt von $J = 58$ Amp. (Punkt P) auf $J = 130$ Amp. (Q), während er beim Absteigen für $E = 550$ Volt von $J = 110$ Amp. (R), auf $J = 19$ Amp. (S) abfällt.

Da an dem Scheitel der Charakteristik (z. B. Punkt P) eine Steigerung der Generatorspannung um einen ganz minimalen Betrag genügt, um eine sehr große Änderung des Stromes hervorzurufen, so liegt der Gedanke nahe, dies zu einer Steuerung des Stromes zu verwenden. Tatsächlich ist das ausgeschlossen, weil die Verhältnisse nicht umkehrbar sind; einer Schwächung der Generatorspannung um denselben Betrag entspricht nur eine ganz geringe Abnahme des Stromes.

d) Die Kipperscheinungen sind schon mehrfach experimentell dargestellt worden.[1]) Die Demonstration derselben ist besonders bequem, wenn eine 500 Periodenmaschine mit regelbarer Spannung zur Verfügung steht. Der Kondensatorkreis mit dem wir die Versuche machten, enthielt eine Kapazität von 5 μF, eine Eisendrosselspule mit geschlossenem Eisenkern, 88 Windungen und einem Selbstinduktionskoeffizienten von 0,030 H (bei extrem schwacher Sättigung) und zur qualitativen Demonstration der Stromsprünge 3 parallel geschaltete Kohlefadenlampen (25 Kerzen, 16 Volt). Nach diesen Versuchen gibt die Charakteristik von Fig. 4 die Verhältnisse ausgezeichnet wieder.

§ 5. Resonanzkurven.

Ändert man bei konstanter Spannung des Generators seine Frequenz, so erhält man für denselben Kondensatorkreis, auf den sich die

1) Vgl. S. 171, Fußnote 2.

Kurven von Fig. 4 bezogen, eine Abhängigkeit des Stromes von der Frequenz, wie sie in den Kurven von Fig. 5 zum Ausdruck kommt.

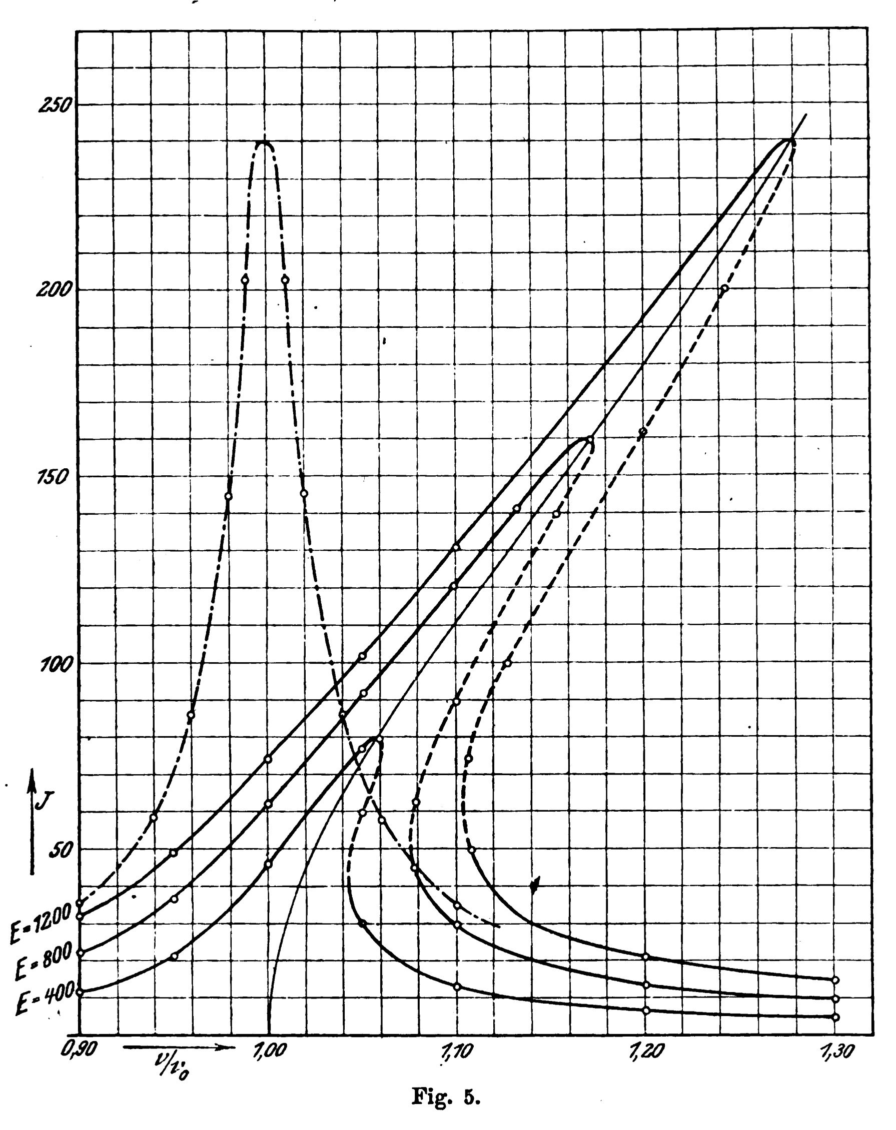


Fig. 5.

Zum Vergleich ist strichpunktiert die Resonanzkurve beigefügt, wie sie der Kondensatorkreis besitzen würde, wenn seine gesamte Selbst-

induktion eisenfrei und vom Betrage $L_a + L_e + L_0$, d. h. so groß wäre, wie bei dem Kondensatorkreis von Fig. 4 bei extrem geringer Sättigung. Die gestrichelten Teile der Kurven entsprechen instabilen Betriebsbedingungen.

Die Kurven zeigen, daß bei Erhöhung der Frequenz der Strom allmählich bis zu einem Maximum ansteigt; bei weiterer Steigerung der Frequenz fällt der Strom plötzlich auf einen verhältnismäßig sehr kleinen Wert ab, um bei noch weiterer Steigerung der Frequenz nur noch verhältnismäßig langsam abzunehmen. Der Anstieg des Stromes erfolgt viel langsamer, die Resonanz ist auf dem aufsteigenden Teil der Resonanzkurve also viel weniger scharf als bei einem Kondensatorkreis mit demselben Ohmschen Widerstand, aber eisenfreier Selbstinduktion.

Geht man mit der Frequenz zurück, so steigt der Strom zuerst langsam an, bis zum Beginn des labilen Teils der Resonanzkurve, um bei noch weiterem Abfall der Frequenz auf verhältnismäßig sehr hohen Wert hinaufzuschnellen.

Die Erscheinungen lassen sich mit einer 500periodigen Maschine sehr leicht demonstrieren (bei unseren Versuchen: Kapazität des Kondensatorkreises = $8 \mu F$, Selbstinduktion die in § 4d näher beschriebene Drosselspule). Schaltet man in den Kreis Glühlampen ein, so ergibt der plötzliche Stromanstieg bzw. -abfall das Bild, als ob die Lampen plötzlich ein- bzw. ausgeschaltet würden.

Kapitel II.

Kondensatorkreis mit Eisenkernspulen und überlagerter Gleichstrommagnetisierung.

§ 1. Voraussetzungen.

a) Die Anordnung Fig. 6, auf die sich das folgende bezieht, unterscheidet sich von der in Kapitel I behandelten (Fig. 1) dadurch, daß auf den Eisenkern der Spule auch noch eine mit Gleichstrom beschickte Wicklung (Windungszahl w_0) gelegt ist. Es setzt sich also in diesem Fall die AWZ., welche den magnetischen Fluß im Eisenkern bestimmt, zusammen aus der AWZ. $w\,i$ des Wechselstromes i in der Wicklung w und der AWZ. $w_0 J_0$ des Gleichstroms J_0 in der Wicklung w_0.

b) Im übrigen sind die Voraussetzungen dieselben wie früher, nämlich diejenigen, die in den Gleichungen (1), (2) und (3) zum Ausdruck kommen.



§ 2. Die Stromgleichung.

Die Differentialgleichung für den Wechselstromkreis ist dieselbe wie früher Gl. (4):

$$i R + \frac{1}{C}\int i\,d t + L_a \frac{d i}{d t} + w \frac{d \Phi}{d t} = e .$$

Φ hat die Form [vgl. Gl. (5)]

$$\Phi = A \operatorname{arctg} \frac{w i + w_0 J_0}{S} + B \frac{(w i + w_0 J_0)}{S}$$

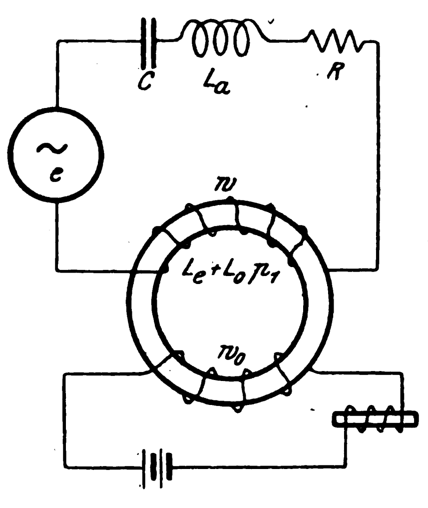


Fig. 6.

Man kann also unter Benutzung der in Kapitel I § 2 verwendeten Abkürzung schreiben

$$i R + \frac{1}{C}\int i\,d t + (L_a + L_e + L)\frac{d i}{d t} = e\,; \tag{10}$$

dabei ist aber hier

$$L = \frac{L_0}{1 + \left(\frac{w i + w_0 J_0}{S}\right)^2} . \tag{11}$$

Wieder besteht also der Beitrag der Eisenkernspule zum Selbstinduktionskoeffizienten aus einem konstanten Teil L_e und einem zweiten Teil L, der jetzt sowohl von den Momentanwerten des Wechselstroms als von der AWZ. des Gleichstroms abhängt.

§ 3. Der Selbstinduktionskoeffizient der Eisenkernspule in Abhängigkeit von Wechselstrom- und überlagerter Gleichstrommagnetisierung.

a) Aus den Gl. (1), (2), (10) und (11) folgt

$$J R \sin \omega t + \left[\omega (L_a + L_e + L) - \frac{1}{\omega C}\right] J \cos \omega t = E \sin(\omega t + \varphi)$$

und

$$L \cos \omega t = \frac{L_0 \cos \omega t}{1 + \left(\dfrac{w J \sin \omega t + w_0 J_0}{S}\right)^2}$$

Von der Fourierschen Reihe, in der dieser Ausdruck dargestellt werden kann,

$$\frac{L}{L_0} \cos \omega t = \frac{\cos \omega t}{1 + \left(\dfrac{w J \sin \omega t + w_0 J_0}{S}\right)^2} = \sum_{n=1}^{n=\infty} p_n \cos n\omega t + q_n \sin n\omega t$$

interessieren für die Grundschwingung nur die beiden ersten Glieder ($n = 1$). Da von diesen $q_1 = 0$ ist, so bleibt

$$\frac{L}{L_0} \cos \omega t = p_1 \cos \omega t$$

worin

$$\frac{L}{L_0} = p_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \omega t}{1 + (a \sin \omega t + b)^2} d(\omega t)$$

ist, wenn man zur Abkürzung $w J/S = a \quad w_0 J_0/S = b$ setzt.

Die Lösung des Integrals gelingt auf folgende Weise: Durch die Substitution $\sin \omega t = x$ erhält man

$$p_1 = \int_0^{\omega t = 2\pi} \frac{1 - x^2}{(1 + a^2 x^2 + 2 a b x + b^2) \sqrt{1 - x^2}} d x$$

ein unecht gebrochenes irrationales Integral, das sich durch Division spalten läßt in

$$p_1 = -\frac{1}{\pi a^2} \int_0^{\omega t = 2\pi} \frac{1}{\sqrt{1 - x^2}} \cdot d x + \frac{1}{\pi a^2} \int_0^{\omega t = 2\pi} \frac{2 a b x + a^2 + b^2 + 1}{(a^2 x^2 + 2 a b x + b^2 + 1) \sqrt{1 - x^2}} d x .$$

Das erste dieser beiden Integrale ist ohne weiteres lösbar, indem man wieder $x = \sin \omega t$ setzt. Das zweite Integral wird durch eine Substitution der Form

$$x = \frac{y + n^2}{n (y + 1)}$$

auf die Normalform

$$C_1 \int \frac{y\,d\,y}{(a_1'\,y^2 + c_1')\sqrt{a_1\,y^2 + c_1}} + C_2 \int \frac{d\,y}{(a_1'\,y^2 + c_1')\sqrt{a_1\,y^2 + c_1}}$$

gebracht, deren Lösung bei L. A. Sohnke, Aufgaben aus der Integralrechnung, 5. Aufl., 1885, S. 26, angegeben ist.

Das Resultat ist

$$p_1 = \frac{2b\sqrt{1 - n^2}}{a\sqrt{-n\,a\,b\{(a\,n + b)^2 + 1\}}} - \frac{2}{a^2}$$

oder in einer für kleine Werte von a bequemeren Form

$$p_1 = \frac{2(1 - n^4)}{(1 + n^2)\{(a\,n + b)^2 + 1\} + \sqrt{(1 - n^4)(a^2 + b^2 + 1)\{(a\,n + b)^2 + 1\}}}\,.$$

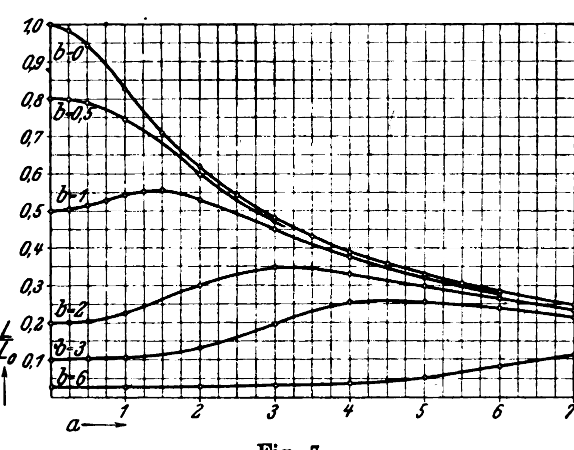


Fig. 7.

Dabei hat n den Wert

$$n = \frac{-(a^2 + b^2 + 1) + \sqrt{(a^2 + b^2 + 1)^2 - 4\,a^2\,b^2}}{2\,a\,b}\,.$$

Für $a \ll b$ d. h. $w\,J \ll w_0\,J_0$ geht das Integral in den früher berechneten Wert über

$$\frac{L}{L_0} = p_1 = \frac{2}{a^2}\{\sqrt{1 + a^2} - 1\}$$

und für $a \gg b$ d. h. $w\,J \gg w_0\,J_0$ in den Wert

$$\frac{L}{L_0} = \frac{1}{1 + b^2}$$

der sich auch unmittelbar aus physikalischen Überlegungen ableiten läßt.

Die Werte von L/L_0 in ihrer Abhängigkeit von der AWZ. des Wechselstroms J und derjenigen des Gleichstroms J_0 sind in Fig. 7

und 8 unter Annahme der Magnetisierungskurve von Gl. (3a) zusammengestellt. In Fig. 7 sind als Abszissen die Werte der AWZ. des Wechselstroms d. h. von $\frac{wJ}{S}$ gewählt; die Kurven dieser Figur geben also die Werte von L/L_0 in ihrer Abhängigkeit von der Amplitude des Wechselstroms für verschiedene konstante Gleichstrommagnetisie-

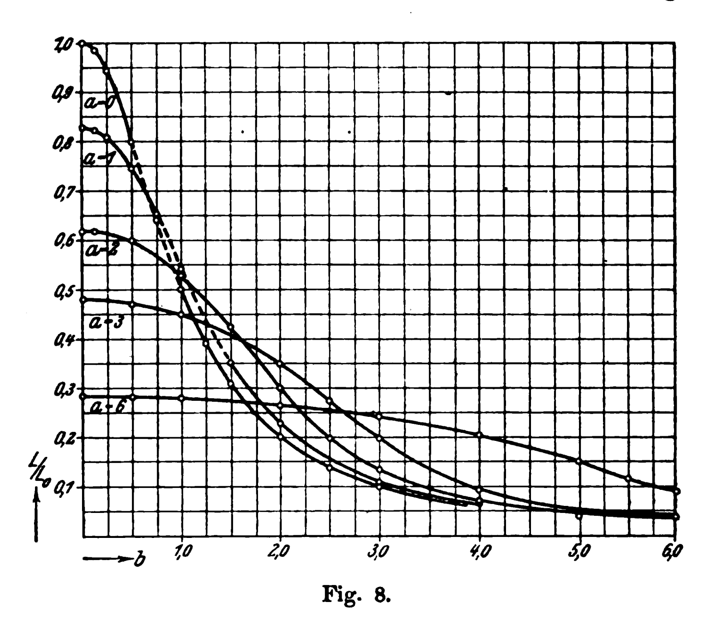


Fig. 8.

rungen. Dagegen sind in Fig. 8 als Abszissen die Werte der AWZ. des Gleichstroms, d. h. von $\frac{w_0 J_0}{S}$, aufgetragen, so daß die Kurven dieser Figur die Werte L/L_0 in ihrer Abhängigkeit von der Amplitude des Gleichstroms für verschiedene konstante Wechselstrommagnetisierungen darstellen.[1])

1) Man kann diese Verkleinerung des Selbstinduktionskoeffizienten durch Überlagerung einer Gleichstrommagnetisierung sehr anschaulich mit einem Elektronen-Relais-Generator zeigen. Den Kondensatorkreis desselben bildet man sich aus der Wechselstromwicklung der Eisenkernspule mit geschlossenem Eisenkern und einem Kondensator, dessen Kapazität so gewählt wird, daß die in dem Kreis entstehenden Schwingungen in einem lautsprechenden Telephon einen hörbaren Ton geben. Schickt man dann durch die Gleichstromwicklung derselben Eisenkernspule unter Vorschaltung

c) Die Kurven von Fig. 7 haben für Gleichstommagnetisierungen, die erheblich unter dem Knie der Magnetisierungskurve bleiben $\left(\frac{w_0 J_0}{S} \ll 1\right)$ einen ganz ähnlichen Verlauf wie die Kurven ohne Gleich-

Gleichstrommagnetisierung $\left(\frac{w_0 J_0}{S} = 0, \text{ siehe Kurve Fig. 8}\right)$: der Selbstinduktionskoeffizient nimmt hier mit Steigerung der Wechselstrommagnetisierung kontinuierlich ab.

Für Gleichstrommagnetisierungen, die unmittelbar unter dem Knie oder darüber liegen $\left(\frac{w_0 J_0}{S} \approx 1 \quad \text{oder} \quad \frac{w_0 J_0}{S} > 1\right)$ tritt aber eine neue Erscheinung auf: der Wert des Selbstinduktionskoeffizienten steigt zuerst an, um dann erst bei größeren Wechselstrom-AWZ. wieder abzufallen. Das Maximum, das er erreicht, liegt bei einem um so größeren Wert der Wechselstrom-AWZ., je höher die Gleichstrommagnetisierung ist. Dabei ist der Selbstinduktionskoeffizient zwar immer noch kleiner als wenn keine Gleichstrommagnetisierung vorhanden wäre, er unterscheidet sich aber davon viel weniger als bei kleinen Wechselstrom-AWZ.

Den physikalischen Grund für diese Erscheinungen kann man sich an folgendem Beispiel wenigstens qualitativ klar machen. Es sei $\frac{w_0 J_0}{S} = 2$. Gibt man nun der Wechselstrom-AWZ. einen kleinen Wert, z. B. $\frac{w J}{S} = 0{,}5$, so variiert die gesamte AWZ. zwischen den Werten 1,5 und 2,5, d. h. man arbeitet während der g a n z e n Periode auf einem flachen Teil der Magnetisierungskurve, hat also ein kleines μ und damit ein kleines L. Erhält dagegen $\frac{w J}{S}$ einen großen Wert, z. B. $\frac{w J}{S} = 3$, so variiert die gesamte AWZ. zwischen den Werten -1 und $+5$, d. h. man arbeitet während eines großen Teils der Periode auf dem steilen Teil der Magnetisierungskurve (-1 bis $+1$). Aber auch die Stellen, auf denen man während der anderen Teile der Periode arbeitet, entsprechen keinem sehr viel kleineren μ

einer Drosselspule von sehr hoher Induktivität Gleichstrom, so wird der Ton um so höher, je stärker der Gleichstrom ist. — Notwendig ist natürlich, der Eisenkernspule eine dritte Wicklung für die Rückkoppelung mit dem Gitterkreis zu geben.

als in der Nähe von $\frac{wJ}{S} = 2$. Infolgedessen hat man während der ganzen Periode im Mittel ein größeres μ und damit ein größeres L als im ersten Fall.

Die Tatsache, daß die Kurven der Fig. 7 für $\frac{w_0 J_0}{S} \gtrapprox 1$ ein Maximum haben, bedingt, daß in einem gewissen Gebiet L/L_0 für zwei verschiedene Werte von $\frac{wJ}{S}$ denselben Wert annimmt. Z. B. entsprechen für $b = \frac{w_0 J_0}{S} = 1$ dem Wert $L/L_0 = 0{,}5$ die beiden Werte der Wechselstrom-AWZ. $\frac{wJ}{S} = 0$ und $\frac{wJ}{S} = 2{,}41$ (siehe Fig. 7).

d) Steuerung der Selbstinduktionskoeffizienten durch Änderung der überlagerten Gleichstrommagnetisierung.

Für Fälle, in denen die Amplitude des Wechselstroms im Kondensatorkreis durch den Gleichstromkreis beeinflußt werden soll, interessiert die Frage, wie durch eine geringe AWZ. des Gleichstroms eine möglichst große Änderung des Selbstinduktionskoeffizienten hervorgerufen werden kann. Diese Änderung ist um so größer, je größer $dL/d(w_0 J_0)$ ist, d. h. je steiler die Kurven von Fig. 8 sind, welche L/L_0 als Funktion von $\frac{w_0 J_0}{S}$ darstellen.

Diese Kurven zeigen folgendes:

1. Aussichtslos ist es, diese Steuerung durch Öffnen und Schließen des Gleichstroms (Tasten) oder durch einen niederfrequenten Wechselstrom (Telephonie) ohne besondere Gleichstrommagnetisierung zu bewerkstelligen, da die Kurven in der Nähe von $\frac{w_0 J_0}{S} = 0$ einen nahezu horizontalen Verlauf haben. Gleichzeitig bemerkt man, daß die Verhältnisse um so ungünstiger werden, je größer die Wechselstrombelastung $\left(\frac{wJ}{S}\right)$ ist.

2. Aussichtslos ist die Steuerung überhaupt in allen Fällen, in denen die Wechselstrombelastung groß ist $\left(\frac{wJ}{S} \gg 1\right)$, da dann die Kurven überhaupt keine genügend steilen Teile enthalten.

3. In einem Gebiet mäßiger Sättigung $\left(\frac{wJ}{S}\right.$ in der Gegend von



1 oder < 1) finden wir dagegen ein Gebiet maximaler Steilheit. (In Fig. 8 ist dieses Gebiet durch die gestrichelten Teile der Kurven $a = 0$ und $a = 1$ angedeutet.) Die praktische Folgerung daraus ist, daß man, um in das günstige Gebiet zu kommen, einen Gleichstrom dauernd überlagern und dann variieren muß. Dies ist auch bei verschiedenen Sendesystemen der drahtlosen Telephonie durch Anordnung einer Gleichstromquelle im Sekundärkreis des Telephontransformators geschehen.[1])

Im Anodenkreis von Elektronenrelaisverstärkern befindet sich bei Niederfrequenzverstärkung ein Telephontransformator, durch dessen Primärspule ein Gleichstrom fließt, der in allen praktischen Fällen groß ist gegen die dort fließende Wechselstromkomponente. Es ist in der Praxis die Frage

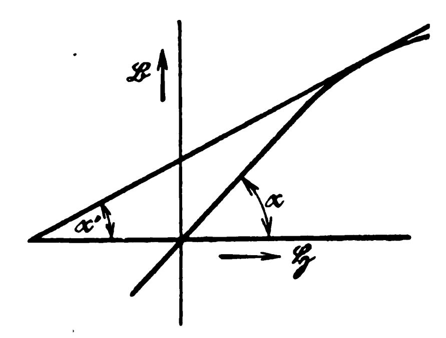


Fig. 9.

aufgetaucht, wie dieser Transformator dimensioniert werden muß, d. h. mit welchem μ man zu rechnen hat, eine Frage, die auch bei den gewöhnlichen Mikrophontransformatoren vorliegt.

Die oben abgeleiteten Resultate gelten nun unabhängig vom Kreis, in welchem sich die Eisenkernspule befindet, solange nur der Wechselstrom merklich sinusförmig ist. Sie sagen aus, daß für AWZahlen des Wechselstroms, die sehr klein sind gegen diejenigen des Gleichstroms ($w J \ll w_0 J_0$)

$$\frac{L}{L_0} \approx \frac{1}{1 + b^2} \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{w_0 J_0}{S}\right)^2}$$

ist. Nun ist (s. Fig. 9) nach Gleichung (3)

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{A}{1 + \left(\frac{w_0 J_0}{S}\right)^2} + B; \qquad \operatorname{tg} \alpha = A + B$$

1) Vgl. z. B. L. Kühn, Elektrot. Ztschr. **35**, S. 816 ff., 1914, und Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. **9**, S. 502 ff., 1915, E. F. W. Alexanderson und S. P. Nixdorf, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. **11**, S. 337 ff., 1917.

wofür man, wenn $\frac{w_0 J_0}{S}$ nicht sehr groß ist gegen 1, auch setzen kann

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{A}{1 + \left(\frac{w_0 J_0}{S}\right)^2}, \quad \operatorname{tg} \alpha = A, \text{ da } B \ll A \quad [\text{s. Gl. (8a)}]$$

Man kann also, solange man nicht im Gebiet sehr starker Sättigung arbeitet, das Resultat so interpretieren: Man lege der Berechnung des Transformators nicht das $\mu_0 = \operatorname{tg} \alpha$ zugrunde, das durch die Magnetisierungskurve im Nullpunkt gegeben ist, sondern $\mu = \operatorname{tg} \alpha'$ entsprechend der Steilheit der Magnetisierungskurve in dem Punkt, welcher der AWZ. des Gleichstroms entspricht.

§ 4. Beziehungen zwischen der Stromamplitude und der aufgedrückten Spannung.

a) Aus Gleichung (10) folgt für die Amplituden J und E dieselbe Beziehung wie im I. Kapitel § 4a:

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left[\omega(L_a + L_e + L) - \frac{1}{\omega C}\right]^2}}$$

Um ein Bild von den Wirkungen zu erhalten, welche durch die Überlagerung der Gleichstrommagnetisierung hervorgerufen werden, wurde wieder wie im Kapitel I die Stromspannungs-Charakteristik für verschiedene Frequenzen aufgezeichnet.

Als Gleichstrommagnetisierung wurde $\frac{wJ}{S} = 1$ gewählt, weil nach Fig. 7 zu erwarten war, daß bei diesem Wert die Abweichungen besonders deutlich hervortreten würden. Im übrigen wurden dieselben Annahmen wie bei dem in Kapitel I § 4 durchgerechneten Beispiel gemacht.

b) Die Werte für J und E sind in Fig. 10 und 11 wiedergegeben, wobei die für die Berechnung notwendigen Werte von $\frac{L}{L_0}$ aus Fig. 7 entnommen wurden.

Diskussion:

1. Infolge der großen Ähnlichkeit der Kurven

$$\frac{L}{L_0} = f\left(\frac{wJ}{S}\right)$$

einer Eisenkernspule **ohne** Gleichstrommagnetisierung (Fig. 3) und

$$\left(\frac{L}{L_0}\right)_{b=\text{const.}} = F\left(\frac{wJ}{S}\right)$$

mit Gleichstrommagnetisierung (Fig. 7) findet man auch im allgemeinen Verlauf der entsprechenden Stromspannungscharakteristiken eine weitgehende Übereinstimmung. Wie früher besteht Abhängigkeit der Re-

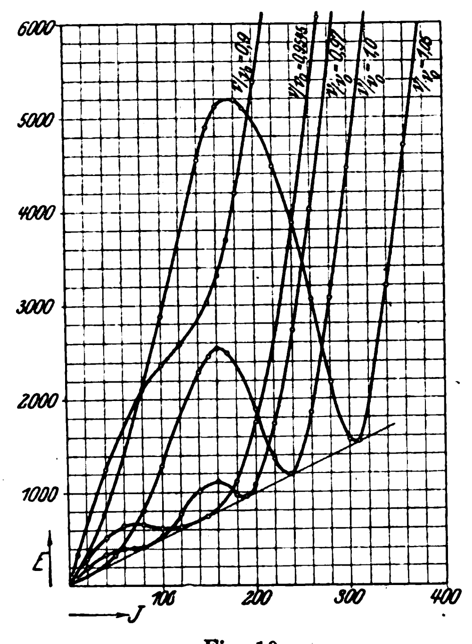


Fig. 10.

sonanz von der aufgedrückten Spannung und es liegen die Resonanzpunkte wieder auf der Geraden $\frac{E}{J} = R$.

2. Das anfängliche Anwachsen des Selbstinduktionskoeffizienten mit wachsender Wechselstromamplitude bewirkt aber, daß der Eintritt der Resonanz nicht mehr auf Werte $\frac{\nu}{\nu_0} \gtreqless 1$ beschränkt, sondern auch für $\frac{\nu}{\nu_0} < 1$ möglich ist. Weiter hat dieses Anwachsen eine höchst merkwürdige Konsequenz, daß nämlich für Periodenzahlen $\frac{\nu}{\nu_0} \gtreqless 1$ unter Umständen zwei Resonanzpunkte auftreten. Im vorliegenden Beispiel (s. Fig. 10 und 11) zeigt sich schon bei $\frac{\nu}{\nu_0} = 0{,}9$

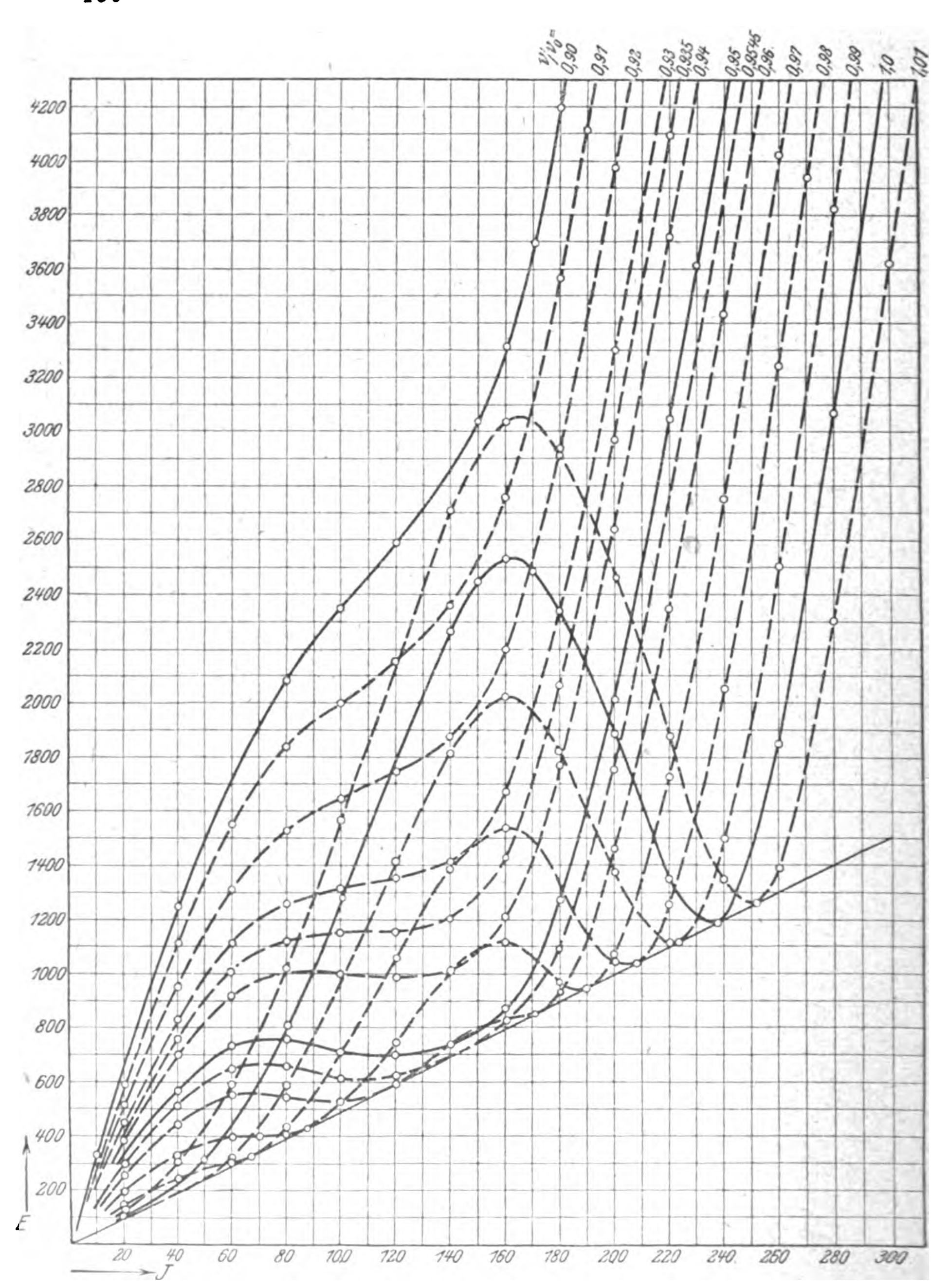

v/v0 =
0,90
0,91
0,92
0,93
0,935
0,94
0,95
0,9545
0,96
0,97
0,98
0,99
1,0
1,01
4200
4000
3800
3600
3400
3200
3000
2800
2600
2400
2200
2000
1800
1600
1400
1200
1000
800
600
400
200
E
20
40
60
80
100
120
140
160
180
200
220
240
260
280
300
J

Fig. 11.

eine Einbuchtung der Kurve, die mit zunehmender Periodenzahl immer stärker hervortritt, bis bei $\frac{\nu}{\nu_0} = 0{,}9545$ Berührung mit der Resonanzgeraden $\frac{E}{J} = R$ eintritt. Von da an haben wir für eine Frequenz je zwei Resonanzpunkte, die sich auf der Resonanzgeraden immer weiter voneinander entfernen bis für $\frac{\nu}{\nu_0} = 1$, entsprechend der in Kapitel I § 4 b gemachten Annahme einer der beiden Punkte mit dem Ursprung zusammenfällt. Für $\frac{\nu}{\nu_0} > 1$ existiert nur ein Resonanzpunkt und es zeigt sich von da an fast vollkommene Übereinstimmung mit den entsprechenden Kurven der Fig. 4.

3. Eine weitere Eigentümlichkeit, die durch die überlagerte Gleichstrommagnetisierung hervorgerufen wird, besteht in dem Auftreten fast horizontal verlaufender stabiler Kurventeile. Am besten tritt dies in Fig. 11 an der Kurve $\frac{\nu}{\nu_0} = 0{,}935$ hervor. Wird bei dieser Periodenzahl die Spannung von 1140 auf 1175 Volt, d. h. nur um $3{,}1\,^0/_0$ gesteigert, so erhöht sich die Stromamplitude von 90 auf 130 Amp., d. h. um $44{,}5\,^0/_0$. Dabei sind die Verhältnisse im Gegensatz zu dem früher (Kapitel I § 4 c Schluß) besprochenen umkehrbar. Einer Verminderung der Generatorspannung um denselben Betrag entspricht auch ein Abfall der Stromamplitude um die eben angegebene Größe. Für eine Steuerung des Stromes durch Änderung der Generatorspannung sind hier die Bedingungen also besonders günstig. Wir sind uns dabei wohl bewußt, daß einer solchen Steuerung aus anderen Gründen erhebliche Schwierigkeiten entgegenstehen.

4. Infolge des doppelten Resonanzpunktes verläuft ein Teil der Stromspannungscharakteristiken (z. B. $\frac{\nu}{\nu_0} = 0{,}97$ Fig. 11) innerhalb eines großen Gebietes in unmittelbarer Nähe der Resonanzgeraden, um dann bei einem bestimmten $\frac{w\,J}{S}$ vollständig außer Resonanz zu fallen. Die Eisenkernspule zeigt hier ein ganz ähnliches Verhalten wie eine Metallfadenlampe oder wie ein hochbelasteter Eisenwiderstand. Die Abdrosselung der Spannung von einem gewissen Stromwert an ist aber bei der Eisenkernspule noch plötzlicher. Da sie ferner nicht durch das rapide Anwachsen des Ohmschen, sondern des induktiven

Widerstandes bedingt ist, ist mit ihr kein entsprechendes Anwachsen des Energieverlustes verbunden.

§ 5. Resonanzkurven.

Schließlich wurden noch die Resonanzkurven, d. h. die Kurven $J = f\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)$ für $E =$ const. aufgezeichnet (Fig. 12). Zum Vergleich ist die entsprechende Resonanzkurve für einen Kondensatorkreis mit einer eisenlosen Spule von dem konstanten Selbstinduktionskoeffizienten

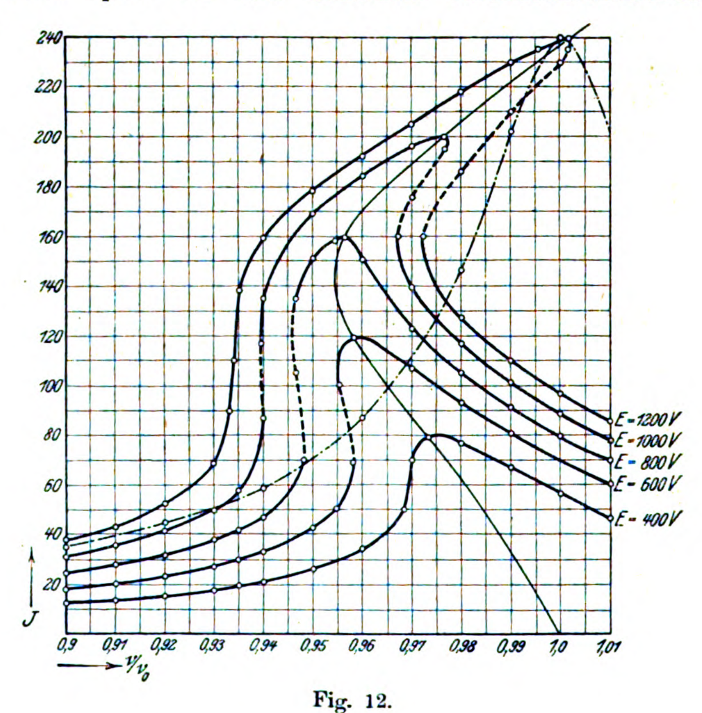


Fig. 12.

$L_a + L_e + L_0$ (vgl. Kapitel I § 4b) unter sonst gleichen Annahmen strichpunktiert eingezeichnet. Sie besitzt nach den Annahmen von Kapitel I § 4b natürlich ihren Resonanzpunkt bei $\frac{\nu}{\nu_0} = 1$. Der oberhalb $\frac{\nu}{\nu_0} = 1$ liegende symmetrische Teil ist fast ganz weggelassen.

a) Entsprechend den labilen Teilen der Stromspannungscharakteristik bestehen die Resonanzkurven aus einem ($E = 400$), zwei

($E = 600$, 800, 1200) oder drei ($E = 1000$) Teilen, die durch labile Kurventeile getrennt sind.

b) Bemerkenswert ist bei diesen Resonanzkurven das Auftreten fast vertikaler Teile. Diese sind bei niedrigen Spannungen ($E = 400$) stabil, werden dann instabil ($E = 600$—1000), bei weiterer Steigerung der Spannung aber wieder stabil. Für $E = 1200$ entspricht z. B. einem Steigen der Periodenzahl von $\frac{v}{v_0} = 0{,}933$ auf $\frac{v}{v_0} = 0{,}935$, d. h. um in $0{,}21\,^0/_0$ ein Anwachsen der Stromamplitude von 87 auf 133,5 Amp., d. h. um $59{,}2\,^0/_0$, ein Anwachsen der Belastung ($\sim J^2$) auf mehr als das $2^1/_2$-fache. Nun läßt sich bekanntlich die Frequenz eines Hochfrequenzgenerators, an den ein Schwingungskreis angeschlossen ist, dadurch stabilisieren, daß man ihn auf dem ansteigenden Teil der Resonanzkurve arbeiten läßt, gleichzeitig die Leistung des Motors für die gewählte Frequenz richtig einstellt und dafür sorgt, daß sie mit steigender Frequenz abfällt.[1]) Für diese Methode liegen hier geradezu ideale Verhältnisse vor. Es müßte möglich sein, einen Generator auf eine bestimmte Frequenz geradezu festzunageln, wenn man auf dem ansteigenden Ast einer Resonanzkurve arbeitet, die, wie etwa die Kurve in Fig. 12 für $E = 1000$ Volt, sich gerade auf der Grenze befindet zwischen dem noch nicht ganz vertikalen stabilen Verlauf der Kurve für $E = 1200$ und dem schon etwas überhängenden und instabilen Anstieg der Kurve für $E = 800$ Volt.

Zusammenfassung.

Die Verhältnisse eines Kondensatorkreises mit Eisenkernspule werden untersucht I) im Fall reiner Wechselstrommagnetisierung, II) im Fall überlagerter Gleichstrommagnetisierung.

Im Fall I ergibt sich der Selbstinduktionskoeffizient als kontinuierlich abnehmend mit dem steigender Stromamplitude. In der Stromspannungscharakteristik des Schwingungskreises treten instabile Teile auf nur für $\frac{v}{v_0} > 1$, wenn v_0 die Frequenz ist, mit welcher der Kreis bei extrem kleiner Stromamplitude sich in Resonanz befindet. Bei konstanter Periodenzahl ist nur ein Resonanzpunkt vorhanden. Die Resonanzkurven, die man bei konstanter Spannung, aber variabler Frequenz des Generators bekommt, besitzen einen ansteigenden Ast, der erheblich flacher ansteigt, als bei einem Kondensatorkreis desselben

1) B. Macků, Jahrb. f. drahtl. Tel. 8, S. 485—489, 1914.



Widerstandes aber eisenfreier Selbstinduktion; bei Überschreitung des Scheitels der Resonanzkurve fällt der Strom plötzlich auf einen verhältnismäßig geringen Wert herab.

Im Fall II nimmt der Selbstinduktionskoeffizient bei mit zunehmender Stromamplitude kleinen Gleichstrommagnetisierungen ebenfalls kontinuierlich ab. Bei größeren Gleichstrommagnetisierungen steigt dagegen der Wert des Selbstinduktionskoeffizienten bei Steigerung der Wechselstromamplitude zunächst an, um erst bei größeren Wechselstromamplituden wieder abzufallen. Die Stromspannungscharakteristik zeigt infolgedessen instabile Stellen auch für Werte von $\frac{v}{v_0} < 1$. Bei konstanter Periodenzahl treten teilweise zwei Resonanzpunkte auf. Die Resonanzkurven ergeben bemerkenswerte Unterschiede gegenüber den Resonanzkurven von eisenfreien Kreisen, auch untereinander bei verschiedenen Generatorspannungen; sie besitzen zum Teil fast vollkommen vertikale Partien.

Aus den Ergebnissen der Untersuchung lassen sich Folgerungen ziehen für folgende praktische Probleme: Steuerung des Selbstinduktionskoeffizienten durch Änderung der Gleichstrommagnetisierung, Berechnung von Telephontransformatoren, Steuerung der Wechselstromamplitude durch die Generatorerregung, Abdrosselung einer Wechselspannung bei einem gewissen Stromwert und endlich Stabilisierung der Frequenz eines Hochfrequenzgenerators durch einen angeschlossenen Schwingungskreis mit Eisenkernspule.

Physikalisches Institut der technischen Hochschule München.

(Eingegangen Dezember 1921.)

Elektronenrelais auf Grund elektrostatischer Ablenkung des Elektronenbündels durch ein Querfeld.

Von **Max Dieckmann** und **Arthur Gebbert.**

Nachdem schon 1906 M. Dieckmann und G. Glage[1]) Versuche mit einem Kathodenstrahlenrelais angestellt hatten, in welchem sie durch statische oder elektromagnetische Ablenkung einen Kathodenstrahl auf verschiedene Anoden zu leiten versuchten, ohne dabei aber mit praktisch brauchbaren Lokalstromstärken arbeiten zu können, da die glühelektrischen Entladungen noch zu wenig bekannt waren, sind

1) D. R. P. Nr. 184710 vom 10. 10. 1906.

solche Versuche auch mit Glühkathode von Zeit zu Zeit immer wiederholt worden. Neuerdings z. B. beschreiben **Curt Samson**[1]) und ähnlich **Al. Nasarischwily**[2]) wieder ein **Braunsches** Rohr mit Coolidgekathode, mit welchem es ihnen gelang, durch statische oder magnetische Beeinflussung eines Elektronenbündels quer zur Bewegungsrichtung für Überlagerungsempfang brauchbare Schwingungen zu erzeugen.

Da es uns von allgemeinem Interesse zu sein schien, zu versuchen, inwieweit eine technisch geeignetere Konstruktion eines Glühkathodenrohres mit transversaler Beeinflussung eines Elektronenbündels und mehreren Anoden an die Brauchbarkeit der neueren Elektronengitterröhren heranzureichen imstande wäre, haben wir ein Rohr gebaut, wie es im folgenden kurz beschrieben ist.

Kathode ist ein 7 cm langer Wolframfaden f von 0,2 mm Durchmesser, dreiseitig von einem **U**-förmigen Molybdänblechmantel m eingeschlossen. In geringem Abstand vor der offenen Seite der Kathode befindet sich eine mit entsprechend langem Schlitz versehene Hilfsanode g. Die Ränder des Schlitzes sind rechtwinklig aufgebördelt und mit einem weitmaschigen Gitter überspannt. Ein Teil der vom Glühfaden abgegebenen Elektronen tritt durch das Gitter in das Querfeld der gebogenen Ablenkbleche k_1 und k_2, um je nach der angelegten Spannung auf die getrennten Anoden a_1, a_2, a_3, geleitet zu werden.

Die mit einem dem hier beschriebenen ähnlich gebauten Versuchsrohr ausgeführten Messungen haben zunächst ergeben, daß sowohl die Steilheit[3]) der Charakteristik, welche von der Größenordnung 2×10^{-5} Siemens ist, als auch der Nutzanteil des Emissionsstromes mit denen einer einfachen Gitterröhre kaum in Wettbewerb treten kann.

Andeutungsweise möge eines der Versuchsergebnisse mitgeteilt sein:

Der z. B. bei 400 Volt Gitterspannung und 500 Volt Anodenspannung erreichte Gesamtanodenstrom betrug bei Querspannung Null $7{,}5 \times 10^{-3}$ Amp., während der Gitterstrom 3×10^{-3} Amp. ausmachte. Dabei verteilte sich der Anodenstrom auf die drei eingebauten Anoden im Verhältnis 1,5 : 4,5 : 1,5.

Bei niederer Gitterspannung von z. B. 250 Volt und gleich hoher Anodenspannung wie oben betrug das Verhältnis 0,25 : 4,1 : 0,25 Milliampere bei einem Gesamtanodenstrom von $4{,}6 \times 10^{-3}$ Amp. und

1) **Curt Samson**, Ann. d. Phys. **55**, S. 608—632, 1918.

2) **Al. Nasarischwily**, Ann. d. Phys. **64**, S. 759, 1921.

3) Unter Steilheit ist hier die Änderung des Stromwertes in der mittleren Anode — gemessen in Ampere — verstanden bei Änderung der an den Ablenkblechen K_1 K_2 liegenden Spannung um 1 Volt.

$2{,}5 \times 10^{-3}$ Amp. Gitterstrom. Die zur maximalen Ablenkung hierbei nötige Querspannung betrug ca. 300 Volt.

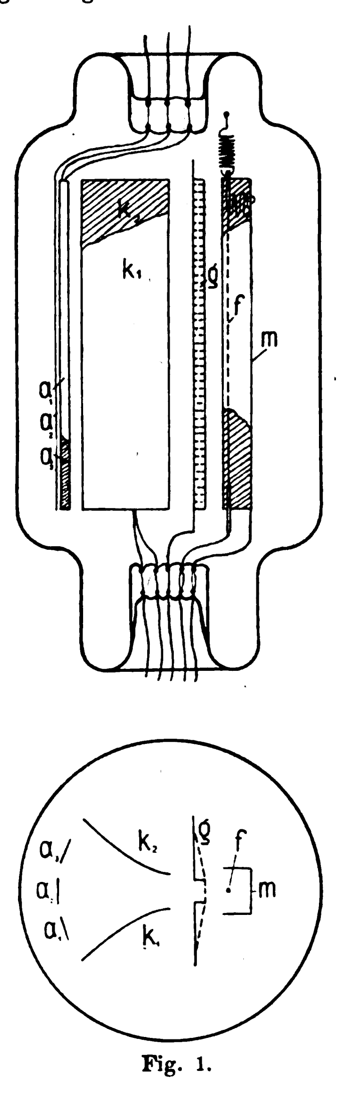


Fig. 1.

Während also bei üblichen Gitterröhren und Doppelgitterröhren der Wert der Steilheit zwischen 1×10^{-4} bis zu 40×10^{-4} Siemens liegt, beträgt er bei dem beschriebenen Rohr nur ca. $^1/_3$ bis $^1/_{200}$

obiger Werte. Lediglich der Anwendungsbereich des Rohres ist gegenüber den einfachen Longitudinalsteuerrohren erweitert, da sich mit ihm je nach Anzahl der Anoden und der Höhe der Querspannung Frequenzvervielfachung sowie Umsteuerschaltungen herstellen lassen.

Die ausführlichere Darstellung der von einem von uns weiter durchzuführenden Untersuchung, die möglicherweise günstigere Daten ergibt, soll nach Abschluß veröffentlicht werden.

Drahtlose Energieübertragung.

Von **Fritz von Vogel.**

Die in einer Antenne schwingende Energie ändert nach jeder Viertelschwingung ihre Form. Einmal tritt sie in Form eines elektrostatischen Feldes auf, wobei die Kapazität des Schwingungskreises der wirksame Teil ist. Nach einer Viertelschwingung ist dieses Feld wieder Null geworden und hat dem elektromagnetischen Platz gemacht, das durch die im Schwingungskreise befindliche Induktion entstanden ist.

Eine wichtige Frage ist nun die: Nehmen beide Energieformen gleichen Anteil an der Ausstrahlung oder überwiegt eine der beiden die andere? Ist letzteres der Fall, so muß man natürlich trachten, diese Tatsache für die Energieübertragung auszunützen.

Allgemein nahm man bisher an, daß das elektrostatische Feld den Hauptanteil an der Energieübertragung übernimmt. Diese Anschauung liegt auch nahe, sind doch die meisten heute gebräuchlichen Antennenformen dadurch entstanden, daß die Kapazität des geschlossenen Kreises sozusagen geöffnet und das elektrostatische Feld ins Riesenhafte auseinander gezogen wurde, so daß sich leicht die Kraftlinien desselben abschnüren können. Daraus ergibt sich weiter die Folgerung, daß die übertragene Energie mit der Ausdehnung des Feldes, also mit der Höhe der Antenne zunehmen muß. Dasselbe gilt auch von der Empfangsantenne.

Trotz aller dieser Erwägungen möchte ich aber doch behaupten, daß auch der Ausstrahlung des elektromagnetischen Feldes ein großer und zwar mindestens der gleiche Anteil an der Energieübertragung zukommt, ja in gewissen Fällen die Ausstrahlung durch das elektromagnetische Feld überwiegt. Es ist nämlich gar nicht einzusehen, warum der Einflus des magnetischen Feldes so ganz zu vernachlässigen ist. Freilich ist die Induktion des offenen Schwingungskreises meistens

in einer Spule konzentriert, so daß das magnetische Kraftfeld wohl sehr stark, aber zu wenig ausgebreitet wird, um eine nennenswerte Strahlfähigkeit zu besitzen. Trotzdem muß der offene Teil des Kreises und davon bei Schirmantennen die senkrechte Zuführung noch eine nennenswerte magnetische Ausstrahlung besitzen.

Ein Beweis hierfür ist der Empfang mit Rahmenantenne. Wenn mit einer Schirmantenne gesendet wird und nur das elektrische Feld an der Energieübertragung teilnehmen würde, so müßte man bei jeder Stellung des Rahmens die gleiche Empfangslautstärke erhalten. Das ist aber bekanntlich nicht der Fall. Es wird im Gegenteil dieselbe bei der Stellung des Rahmens, bei der keine elektromagnetischen Kraftlinien geschnitten werden, Null, so daß hieraus angenommen werden kann, daß der Einfluß des elektrostatischen Feldes vernachlässigt werden kann. Aber auch bei Empfang mit einer anderen als einer Rahmenantenne müssen wir annehmen, daß das magnetische Feld den Löwenanteil an der Energieübertragung bestreitet. Dies kann bewiesen werden durch die ausgesprochene Richtwirkung einer geknickten oder umgekehrten L-Antenne. Hier haben wir es doch mit einem ansehnlichen elektrischen (statischen) Feld zu tun, dessen Wirkung sich eigentlich am meisten normal zur Längsachse der Antenne äußern sollte und dies sowohl bei Sende- als auch bei Empfangsantenne. Aber gerade das Gegenteil ist der Fall. Wie ist nun durch die Induktion allein die Richtwirkung zu erklären?

Betrachten wir die magnetischen Kraftlinien des horizontalen Antennenteiles für sich, so ist es klar, daß sie weder den horizontalen noch den vertikalen Antennenteil der Gegenstation schneiden, also wirkungslos sein müssen. Der vertikale Teil der Sendantenne jedoch kann in horizontaler Richtung magnetische Kraftlinien abschnüren, die auch im vertikalen Teil der Empfangsantenne eine EMK. hervorrufen können. Da diese Kraftlinien sich aber gleichmäßig nach allen Seiten hin von der vertikalen Sendantenne ausbreiten, kann auch hieraus keine Richtwirkung abgeleitet werden, die ja tatsächlich bei einer rein linearen Antenne nicht auftritt. Daraus ergibt sich, daß die Richtwirkung einer L-Antenne nur aus dem Zusammenwirken der aus dem vertikalen und horizontalen Teil entstehenden elektromagnetischen Kraftlinien entstehen kann. Das ist auch nicht schwer zu beweisen.

Betrachten wir den Stromverlauf in einer linearen Antenne (Fig, 1), so sehen wir, daß die Stromamplitude von einem Höchstwert, dem sogenannten Strombauch I_0 in der Nähe des Erdungspunktes bis auf den Wert Null am Ende des Luftleiters abnimmt. Das entstandene

Kraftfeld F ist nun proportional der mittleren Stromstärke I_m und der Leiterlänge l, oder in einer Formel ausgedrückt:

$$F = k \cdot I_m \cdot l \tag{1}$$

Hierbei ist k eine Konstante, die aber nur zur quantitativen Berechnung der Feldstärke nötig ist und die wir deshalb übergehen

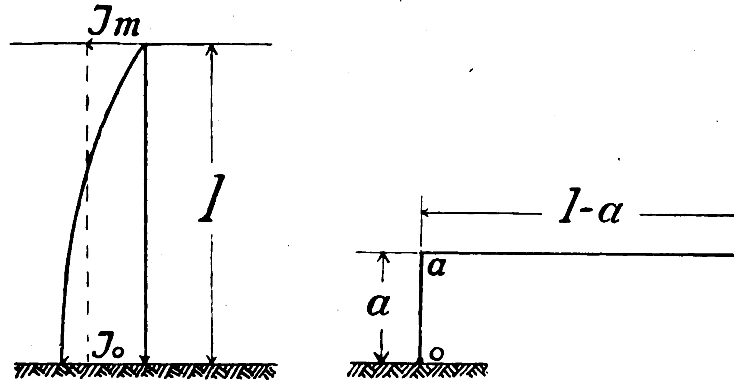


Fig. 1. Stromverlauf in einer linearen Antenne.

Fig. 2. Geknickte lineare Antenne.

wollen, da wir ja nur das Verhältnis zwischen Stromstärke und Feld betrachten wollen. Da die mittlere Stromstärke I_m bekanntlich gleich ist $\frac{2}{\pi} \cdot I_0$, so wird der Ausdruck (1)

$$F = \frac{2}{\pi} \cdot I_0 \cdot l \tag{2}$$

Knicken wir nun den linearen Leiter in der Entfernung a vom Erdungspunkte (Fig. 2), so erhalten wir die oben besprochene gerichtete Antenne. Hier sind nun die Felder, die im horizontalen und vertikalen Teil der Antenne entstehen, nicht proportional den diesbezüglichen Längen, da auch die mittleren Stromstärken in beiden Teilen verschieden sind. Nehmen wir die allgemeine Gleichung, so wird die mittlere Stromstärke im Teile 0 bis a:

$$I_{0m}^{a} = \frac{1}{a} \int_0^a I_0 \cos \frac{\pi}{2l} Z \, dz = I_0 \frac{2l}{a\pi} \cdot \sin \frac{a\pi}{2l}$$

und weiter

$$I^l_{am} = \frac{1}{l-a}\int_a^l I_0 \cos\frac{\pi}{2l} Z dz = I_0 \frac{2l}{(l-a)\pi}\cdot\left(1-\sin\frac{a\pi}{2l}\right) \qquad (3)$$

Dementsprechend werden die Feldstärken in beiden Teilen:

$$F^a_0 = a\cdot I^a_{0m} = I_0\frac{2l}{\pi}\cdot\sin\frac{a\pi}{2l}$$

und

$$F^l_a = (l-a)\,I^l_{am} = I_0\frac{2l}{a}\left(1-\sin\frac{a\pi}{2l}\right) \qquad (4)$$

Die mittleren Stromstärken in beiden Teilen verhalten sich:

$$\frac{I^a_{0m}}{I^l_{am}} - \frac{l-a}{a}\cdot\frac{\sin\frac{a\pi}{2l}}{\left(1-\sin\frac{a\pi}{2l}\right)} \qquad (5)$$

und die Felder:

$$\frac{F^a_0}{F^l_a} = \frac{\sin\frac{a\pi}{2l}}{1-\sin\frac{a\pi}{2l}} = \operatorname{cotg}\alpha \qquad (6)$$

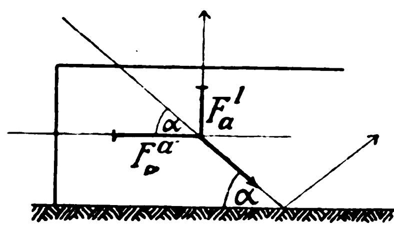


Fig. 3. Resultierendes Feld einer geknickten Antenne.

Es ist nun anzunehmen, daß sich diese zwei Felder zu einem resultierenden Zusammensetzen, dessen Neigung zum Erdboden festgelegt ist, durch das Verhältnis $\frac{F^a_0}{F^l_a} = \operatorname{cotg} a$ (Fig. 3). Je mehr nun das Feld des horizontalen Antennenteiles das vertikale überwiegt, desto größer wird der Winkel α, unter dem die resultierenden Kraftlinien austreten, um so größer wird aber auch die Absorption durch den Erdboden des nach abwärts gerichteten Teiles, von dem nur ein Bruchteil in dieser Richtung reflektiert wird. Die Abhängigkeit der Ab-

sorption vom Einfallswinkel kann hierbei leicht verfolgt werden, wenn man das Verhältnis des vertikalen zum horizontalen Teile und die Richtcharakteristik der Antenne kennt, welch letztere sich leicht aus dem vorhergesagten erklärt. Ein Bild über die Größe des Winkels α erhalten wir, wenn wir bedenken, daß derselbe schon für eine Antenne mit einem Verhältnis von 2 : 1 des horizontalen zum vertikalen Drahte, wobei also $a = 1/3\, l$ ist, 45^0 wird, da bei diesem Verhältnis beide Felder gleich sind. Durch eine Vergrößerung der Kapazität des horizontalen Drahtes wird nur die Grundamplitude I_0 vergrößert. Das Verhältnis zwischen $I^a_{0_m}$ und $I^l_{a_m}$ ändert sich nur unbedeutend und zwar in dem Sinne, daß das durch den vertikalen Draht entstandene Feld etwas größer, der Austrittswinkel der Komponente mithin etwas kleiner wird. Auch daraus geht hervor, daß der Einfluß des elektrischen Feldes verschwindend klein sein muß.

Nun drängt sich aber die Frage auf, ob die Feldresultierende tatsächlich auftritt, oder nur als mathematisches Hilfsmittel angenommen werden darf. Für den abwärts gerichteten Teil des Feldes kann das Auftreten der Resultierenden als sicher betrachtet werden. Für den anderen Teil ist es aber leicht möglich, daß die zwei Teilfelder kein resultierendes ergeben, sondern sich jedes derselben unabhängig vom anderen senkrecht von dem Antennenteil, aus dem es entsteht, fortpflanzt. Aber auch so ist durch die Ablenkung des einen horizontalen Feldteiles und Absorption desselben die Vorherrschaft des magnetischen Feldes bei der Ausstrahlung und die Richtwirkung einer geknickten Antenne genügend erklärt.

Ob nun die nach aufwärts gerichtete Resultierende tatsächlich besteht, ist empirisch auf einfache Weise zu bestimmen. Auf Grund einer Reihe ausgezeichneter Beobachtungen hat nämlich C. J. de Groot in seiner interessanten Dissertation: „Radiotelegraphie in den Tropen“ eine sehr wahrscheinliche Theorie über die Energieübertragung sowohl tagsüber als auch bei Nacht aufgestellt. Nach ihm geschieht dies bei Tage durch Beugung der ausgestrahlten Wellen, bei Nacht hingegen durch Reflexion derselben durch eine in den höheren Regionen der Erdatmosphäre befindlichen, elektrisch spiegelnden Schicht, der sogenannten „Heavisidelage“. Um nun die Tatsache zu erklären, daß dabei des Nachts bestimmte kleine Abstände unmöglich überbrückt werden können, größere hingegen leicht, worauf dann abwechselnd wieder eine stille und eine laute Zone folgen, nimmt er an, daß nur diejenigen Wellen, die die Antenne unter einem bestimmten Winkel verlassen, die Gegenstation erreichen können. Bei der zweiten stillen

Zone ist der Grund, nämlich die Abschirmung durch die Erde leicht einzusehen. Für die erste Zone jedoch gilt das nicht. Da müßte eigentlich jede Entfernung durch irgendeinen, unter dem entsprechenden Winkel austretenden und reflektierten Strahl erreicht werden können. Um nun das damit im Widerspruch stehende Auftreten auch der ersten Zone zu erklären, greift de Groot zu einer etwas komplizierten Annahme. Fürs erste nimmt er das Fehlen der horizontal austretenden Strahlen an, was mit meiner Theorie sehr gut übereinstimmt. Deshalb kommt nur ein nach aufwärts gerichtetes Strahlenbündel in Betracht. Dabei macht auch dieser Gelehrte keinen scharfen Unterschied zwischen elektrischem und mangnetischem Feld, obwohl er scheinbar auch das magnetische hauptsächlich im Auge hat und in seinen Betrachtungen von einer linearen Antenne ausgeht. Aus all dem kommt er zu dem Schluß, daß die Strahlen, die mehr senkrecht austreten müssen, um nach einer näheren Station reflektiert zu werden, an und für sich schwächer sind, durch ihr steiles Auftreffen auf die Gegenantenne in derselben eine sehr geringe EMK. erzeugen und außerdem durch ihr fast senkrechtes Auftreffen auf Heavisidelage und Erde nicht gut reflektiert, sondern sehr stark absorbiert oder gebrochen werden. Dadurch kommt es, daß nur entfernter liegende Punkte durch schiefer austretende, besser reflektierte und günstiger einfallende Strahlen gut erreicht werden können.

Nun stimmt dies alles gut für eine lineare Sendeantenne, bzw. Empfangsantenne. Bei den von de Groot benutzten Antennen jedoch müssen wir ganz andere Verhältnisse annehmen. Auf keinen Fall können wir das Argument der die Antenne zu steil verlassenden bzw. treffenden Strahlen gelten lassen. Denn man darf nicht nur die vertikale Zuführung ins Auge fassen, sondern muß auch die mehr oder weniger horizontal verlaufenden Drähte des Antennengebildes berücksichtigen. De Groot tut dies auch selbst bei anderer Gelegenheit, indem er als Beweis für tagsüber gebogene Raumstrahlen anführt, daß Empfang mit einer niedrigen, aber langen, also geknickten Antenne, besser war, als mit einer hohen, normalen (Beispiel von Sayville, Dissertation, S. 165). Er schreibt dies dem Umstande zu, daß diese Raumstrahlen den horizontalen Draht günstig unter einem Winkel von ca. 30° treffen. Folgerichtig mußten also bei Nacht die reflektierten, also noch steiler einfallenden Strahlen, einen noch besseren Empfang ermöglichen. Es würde mich nun sehr freuen, wenn ich diesen etwas schwachen Punkt der so ausgezeichneten Theorie von

de Groot durch meine Theorie entfernen und seine Anschauungen dadurch noch mehr stützen könnte.

Wenn nämlich meine Anschauung vom resultierenden magnetischen Feld in der Praxis nicht zutreffen sollte, so muß doch als sicher angenommen werden, daß diese magnetische Strahlung bei einer bestimmten Antennenform hauptsächlich in einer, mit der horizontalen einen bestimmten Winkel einschließenden Richtung stattfindet. Dadurch müssen diese Strahlen in der Nacht, nachdem sie reflektiert wurden, erst in einer gewissen, vom Ausfallswinkel abhängigen Entfernung die Erde wieder erreichen und dort in Erscheinung treten. Was zwischen diesem Punkte und der Sendestation liegt, kann von keinem Strahl getroffen werden, wodurch auf einfache Weise das Auftreten der ersten stillen Zone erklärt ist.

Aus dem Gesagten ergibt sich aber logisch noch eine wichtige Folgerung: Wenn der Winkel, unter dem die magnetische Strahlung stattfindet, von der Antennenform abhängig ist, muß bei Antennen, die verschiedene Form haben, auch der Austrittswinkel ein verschiedener sein, die stillen Zonen also für jede Sendestation wo anders liegen und verschiedene Größen besitzen. Dies wäre leicht durch Versuche festzustellen. Ein Beweis dafür könnte vielleicht die von de Groot angeführte Beobachtung sein, daß die Entfernung Aiermelek—Oiba in der einen Richtung nie, in der anderen wohl überbrückt wurde, was er damit zu erklären sucht, daß in der Nacht, in der die Verbindung glückte, die Heavisidelage sich zufällig in einer anderen Höhe befand, als normal. Meiner Ansicht nach könnte der Grund dafür auch der sein, daß die eine Station sich mitten in der stillen Zone der anderen befand, während letztere wieder gerade am Rande der stillen Zone ihrer Gegenstation lag, so daß in dieser Richtung unter günstigsten Verhältnissen eine Verbindung wohl möglich war.

Um nun auf den Grund dieser Ausführungen zurückzukommen, betrachten wir wieder die geknickte Antenne. Auf Grund der Theorie von de Groot ist es nun leicht festzustellen, ob die von mir angenommene Resultierende auch in dem aufwärtsgerichteten Teil des Feldes besteht. Ist dies nicht der Fall, so wirkt nur die horizontale Feldkomponente in der Richtung der Gegenstation und die stille Zone müßte bei jedem Verhältnis des wagrechten zum senkrechten Teile einer L-Antenne in derselben Entfernung liegen. Tritt die Resultierende aber wirklich auf, so müßte sich diese Zone bei einer Verkürzung des wagerechten Teiles vergrößern, Empfang also erst in einer größeren Entfernung möglich sein.

Was das Überwiegen des elektromagnetischen Feldes gegenüber dem elektrostatischen bei der Energieübertragung anbetrifft, so ergeben sich aus der Erkenntnis dieser Tatsache, die ich schon eingangs genügend bewiesen zu haben glaube, auch noch wichtige Folgerungen. Danach müßte man bei Verwendung einer geknickten Sendeantenne auch abseits der Senderichtung mit einem schief gehaltenen Rahmen gut empfangen können. Weiters muß man mit einem großen Rahmen als Sender (und einem Rahmen als Empfänger) gute Resultate bekommen. Nur erreicht man hierbei keine Vorteile gegenüber den gewöhnlichen offenen Antennen. Anders ist es, wenn man den Sende-

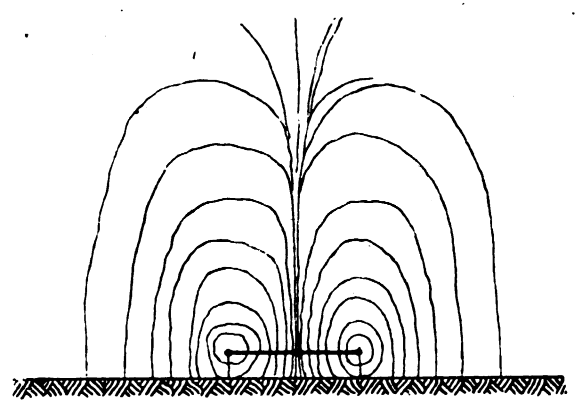


Fig. 4. Feld eines horizontalen Senderahmens nach F. v. Vogel.

rahmen horizontal nimmt. Dann fällt der Begriff der effektiven Höhe, die beim senkrechten Rahmen eine große Rolle spielt, weg. Die Strahlfähigkeit wird dann nicht durch die Höhenausdehnung, sondern durch die Ausbreitung der Antenne in horizontaler Richtung bestimmt. Es ergibt sich daraus der große Vorteil, daß die teuren Maste entfallen und die Antennendrähte auf Telegraphenstangen in einem horizontalen Kreise oder Vierecke angebracht werden können. Dadurch ist das unangenehmste und verhältnismäßig teuerste Problem der drahtlosen Telegraphie sehr vereinfacht. Fällt doch auch der so launige Einfluß der Bodenbeschaffenheit weg. Natürlich kann bei einer solchen liegenden, sagen wir Induktionsantenne, nur mit einem horizontalen Rahmen empfangen werden. Stille Zonen dürften bei dieser Art der Energieübertragung erst in größerer Entfernung auftreten, wenn sich die Abschirmung durch die Erdkrümmung bemerkbar macht, doch auch nicht in dem Maße, wie bei einer anderen Antenne, da ja

hier die Strahlen nicht unter einem bestimmten Winkel austreten und wir deshalb immer in einer stillen Zone mehrmals reflektierte additionelle Strahlen erhalten werden. Das Feld dürfte eine ganz ähnliche Form aufweisen wie bei anderen Antennen, nur daß es ein rein magnetisches ist, während das elektrostatische ganz unterdrückt wird (Fig. 4).

Wenn ich in diesen Ausführungen vielleicht viel schon Bekanntes oder auch Anfechtbares gebracht habe, so glaube ich doch manches Wertvolle zur Erkenntnis der Gesetze der drahtlosen Energieübertragung, hauptsächlich den Antennenbau betreffend, beigetragen zu haben.

Zum Schlusse folge noch eine Zusammenstellung der vornehmsten Folgerungen, die sich aus diesen Zeilen ergeben:

1. Bei der Energieübertragung kommt hauptsächlich das elektromagnetische Feld in Betracht.

2. Die Strahlen treten unter einem bestimmten, von der Antennenform abhängigen Winkel aus der Antenne aus.

3. Die Richtwirkung einer Antenne wird durch die Resultierende der magnetischen Felder bestimmt.

4. Für jede Entfernung ergibt sich daraus eine günstigste Antennenform.

5. Möglichkeit des Entfalles der Masten einer Antennenanlage durch Verwendung einer liegenden Induktionsantenne.

Referate.

H. Eberhard (Selbstreferat), Empfangsminima bei Großstationen. (Telefunkenzeitung V, S. 113, Januar 1922.)

Allgemein bekannt ist, daß bei dem Verkehr zwischen drahtlosen Stationen während des Nachts oft die doppelte und dreifache Reichweite erzielt wird als am Tage. Als Ursache hierfür nimmt man an, daß am Tage eine Ionisation der Atmosphäre durch die Sonnenbestrahlung eintritt, welche die ausgestrahlte Sendeenergie stark absorbiert. Bei langen Wellen von etwa 10—25 000 m treten derartige Lautstärkeschwankungen nicht mehr auf, aber andere Erscheinungen wurden beobachtet, für welche eine einwandfreie physikalische Erklärung noch fehlt. Es wurde bei dem Verkehr mit transatlantischen Großstationen fast zu derselben Zeit täglich zwischen 9 und 11 Uhr M.E.Z. vormittags im Verlaufe einer halben Stunde eine plötzliche Verminderung der Empfangsintensität festgestellt, welche sogar einige Minuten bis zur Unhörbarkeit herabsinkt und in wenigen Minuten zum alten Wert

wieder ansteigt. Eine aufgenommene Kurve vom 5. Oktober 1921 Fig. 1) zeigt beispielsweise bei dem damaligen Verkehr mit der Amerika-

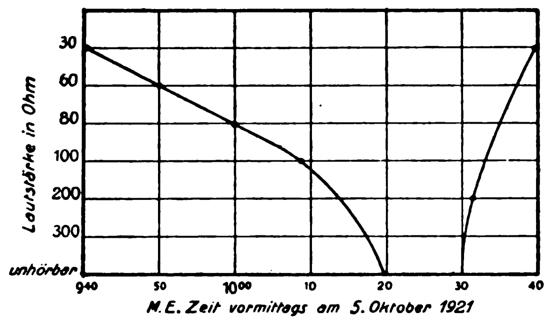


Fig. 1. Verlauf der Lautstärkeschwankung von Marion.

station Marion λ 11 500 m einen derartigen Verlauf der Lautstärkeschwankung. An jedem Tage ist dieses Empfangsminimum jedoch nicht

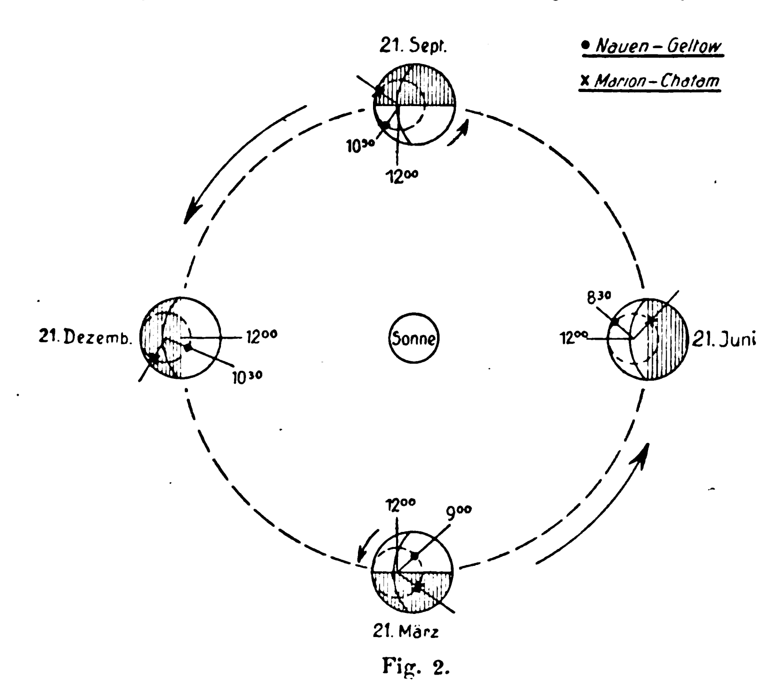


Fig. 2.

gleich stark ausgeprägt und ebenso tritt es bei Wellen, welche verhältnismäßig nur wenig länger sind, z. B. bei λ 16 500 m bei dem

Verkehr mit der Station Rocky Point fast gar nicht in Erscheinung. Ein zweites Minimum wurde abends zwischen 7^{30} und 9^{00} beobachtet, dieses ist jedoch sehr flach in der Charakteristik und nur wenig her-

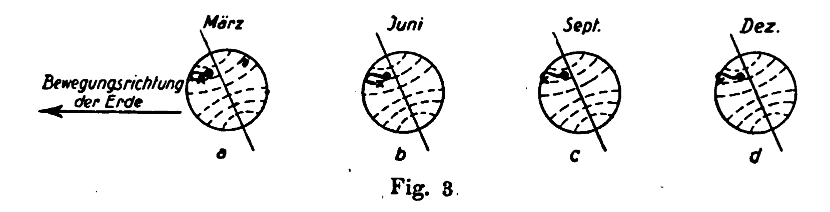


Fig. 3.

vortretend. Bemerkt sei noch, daß die atmosphärischen Störungen während dieser Zeiten keine Verminderung zeigen.

Eine Erklärung dieser Erscheinungen mit dem Sonnenauf- und -untergang in Zusammenhang zu bringen widerspricht den hier an-

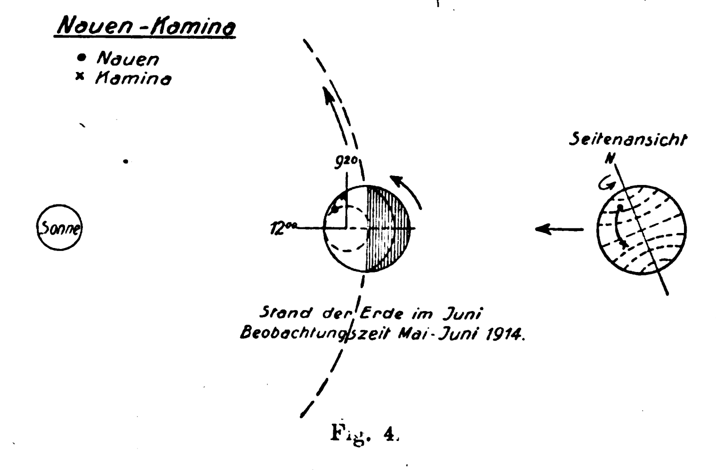


Fig. 4.

geführten Beobachtungen. In Fig. 2 ist die Stellung der Erde zur Sonne in den verschiedenen Jahreszeiten eingezeichnet und desgleichen die Minimumzeit, welche im Sommer und Winter ca. 2 Stunden variiert. Aus den angegebenen Stellungen der Erde ist ersichtlich, daß das Minimum in den verschiedenen Jahreszeiten dann auftritt, wenn beide Stationen „vorn“ in der Bewegungsrichtung der Erde liegen. In der Seitenansicht Fig. 3 ist dies deutlicher dargestellt. Diese Erdstellung war auch vorhanden, wenn das Minimum bei dem Verkehr zwischen Nauen und Togo Karima (Fig. 4) eintrat und zwischen Togo und Duala, wo das Empfangsminimum in Togo um 5 Uhr morgens beobachtet

wurde (Fig. 5). Ebensolche Messungen liegen von Curaçao vor. Bei all diesen Angaben scheint eine Abhängigkeit zwischen Wellenlänge und örtlicher Lage der Stationen zu bestehen und es wäre außerordentlich wünschenswert, wenn zur Aufklärung dieses noch unbekannten Phänomens in dieser Richtung möglichst viel Material aus allen Weltteilen zusammengetragen würde.

Im Anschluß hieran werden weiterhin Gesichtspunkte erörtert, welche auf diese Erscheinungen bezug haben. Nach den von de Groot[1]) angegebenen Berichten über die Heavisideschicht könnte eine Interferenzwirkung, welche durch die reflektierende Schicht bei einer bestimmten Wellenlänge auftritt, für eine Erklärung wohl herangezogen

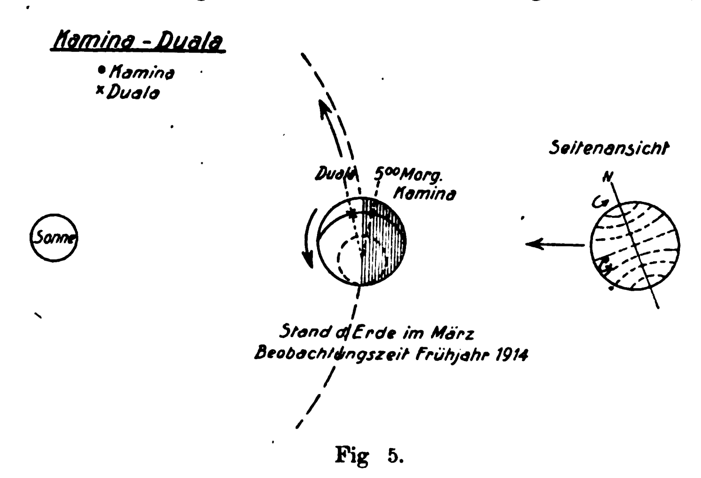


Fig 5.

werden. Weiterhin wird auf die Theorie der Beugung hingewiesen, welche hierfür in Frage kommt und gezeigt wie diese Grunderscheinung der Optik die Lichtbrechung auch aus der Reibung abgeleitet werden kann. Analog wie die der Lichtwellen, wird die Fortpflanzungsrichtung der elektrischen Wellen durch die atmosphärischen Schichten, welche über der Erde in verschiedener Dichte gelagert sind, keine gerade Linie sein, sondern beim Durchdringen der verschiedenen Luftschichtlagerungen eine gekrümmte Bahn aufweisen. Hierdurch wird die drahtlose Telegraphie von einer Erdhälfte zur anderen erklärt und auf die täglichen Schwankungen dieser atmosphärischen Schichten hingewiesen.

Schon A. von Humboldt beobachtete dieselbe am Barometer in

1) De Groot, „Radio Telegrafi in de Tropen“.

Mittelamerika. Nach Angabe von Hann[1]) tritt in Verbindung von Temperatur und Luftdruckschwankung eine tägliche Doppeloszillation der Atmosphäre auf. Eine andere Ursache der täglichen Schwankungen des Barometers wird neuerdings nach Fricke in der Änderung des Sonnenkraftfeldes auf der rotierenden Erde angenommen. Nach dieser Theorie wird durch das Kraftfeld der Sonne die die Erde umlagernde Atmosphäre in der Strahlenrichtung einen Zug, senkrecht dazu jedoch einen Druck erfahren. Es muß also auf den der Sonne zugewandten und den ihr gerade gegenüber liegenden Teilen der Erde eine aufsteigende und auflockernde Luftströmung entstehen, welche in entsprechender Wechselwirkung sich bemerkbar macht.

In der Zusammenfassung soll in dieser Niederschrift haupsächlich angeregt werden, diese Erscheinungen weiterhin zu beobachten und wäre ein internationales Zusammenarbeiten von Großstationen in dieser Richtung von besonderem Wert.

1) J. v. Hann, Lehrbuch der Meteorologie.

A. W. Hull, The Magnetron[1]) (Journal of the Amer. Inst. of Electr. Eng. XL, S. 715—723, Sept. 1921) und **A. W. Hull,** Phys. Rev., April 1921, The Motion of Electrons between Coaxial Cylinders in a Uniform Magnetic Field.

Das vom Verfasser beschriebene „Magnetron" ist ein Elektronenrohr analog dem „Kenotron", dessen Elektronenstrom aber nicht durch ein an einem Gitter angreifendes Feld, sondern von außen durch ein magnetisches Feld gesteuert wird.

Die charakteristischen Kennzeichen des Rohres sind

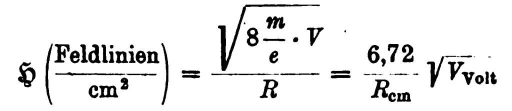
1. symmetrischer Aufbau in bezug auf die Achse (vgl. weiter unten);

2. die Möglichkeit, von außen bequem ein magnetisches Feld anlegen zu können, dessen Richtung parallel zur Achse des Rohres liegt. Dies wird erreicht, indem ein stromdurchflossenes Solenoid auf das Rohr gewickelt ist. Fig. 1 gibt das Schema der Schaltung wieder.

Die Kathode besteht aus einem geraden Wolframfaden, geheizt durch B_1, die Anode A aus einem Kreiszylinder, über B_2 mit der Kathode verbunden. B_3 liefert den Strom für die Spule S, die das magnetische Feld erzeugt.

1) Eine Anordnung, die das Magnetronprinzip vollständig wiedergibt, wurde bereits im Jahre 1910 der Siemens & Halske A.-G. geschützt. Vgl. das D. R. P. 275107 Kl. 42. I. Gruppe 4.

Die Theorie des Magnetrons zeigt, wie die Elektronenbahnen verlaufen. Für jede Anodenspannung V und jeden Anodenhalbmesser R gibt es nun einen kritischen Wert der Feldstärke $\mathfrak{H}$



$$\mathfrak{H}\left(\frac{\text{Feldlinien}}{\text{cm}^2}\right) = \frac{\sqrt{8\frac{m}{e}\cdot V}}{R} = \frac{6{,}72}{R_{\text{cm}}}\sqrt{V_{\text{Volt}}}$$

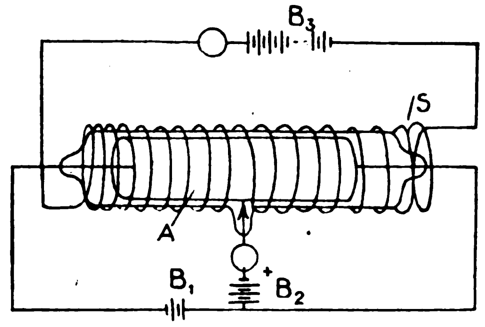


Fig. 1.

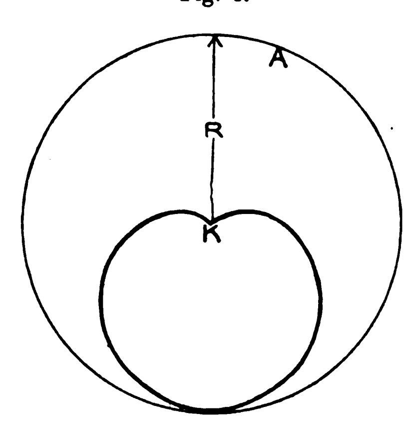


Fig. 2.

bei welchem die Elektronen die Anode tangieren, um dann umzukehren, so wie es für ein einzelnes Elektron in Fig. 2 gezeichnet ist. Ist Θ der Umlaufwinkel des Leitstrahls r, so ist die Elektronenbahn bei der kritischen Feldstärke gegeben durch

$$r = R \cdot \left[\sin\frac{2}{3}\,\Theta\right]^{3/2}$$

Etwas unterhalb des kritischen Feldwertes gelangen keine Elektronen zur Anode, etwas oberhalb alle. Voraussetzung dafür ist absolute Symmetrie des Aufbaus.

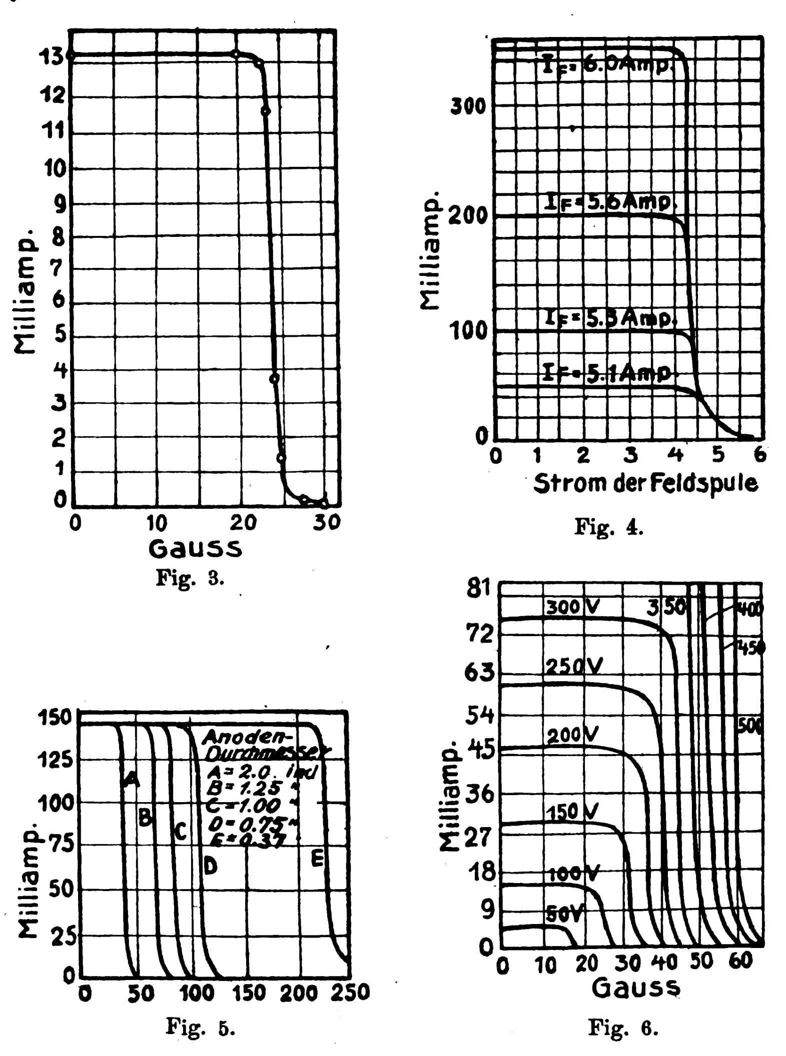


Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.

Die Steilheit der Kennlinie: Anodenstrom (MA) — Magnetfeld (Gauss) zeigt Fig. 3. Eine Kennlinienschar für verschiedene Heizstromstärken zeigt Fig. 4.

Fig. 5 zeigt, daß das kritische Feld umgekehrt proportional dem Durchmesser der Anode wächst, Fig. 6 zeigt den Anstieg der kritischen Feldstärke proportional $\sqrt{V}$, entsprechend der obigen Formel.

Der Gesamtstrom eines Rohres bei 9000 Volt betrug 100 Ampere, die durch das Magnetfeld auf einige Milliampere reduziert werden konnten.[1])

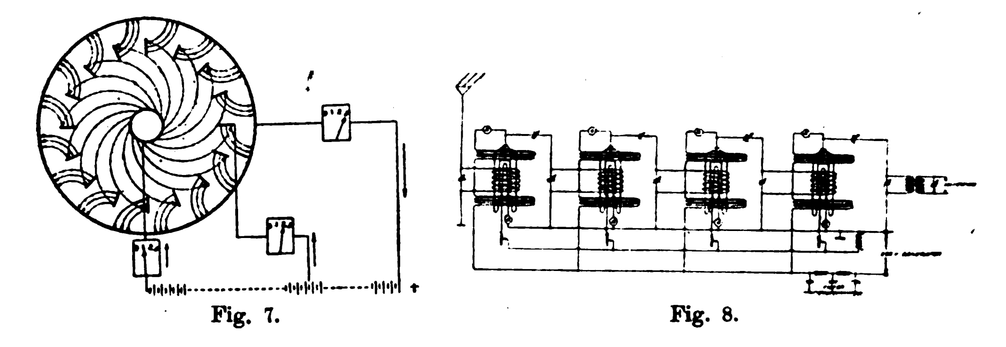


Fig. 7. Fig. 8.

In zwei weiteren Abbildungen zeigt Verf. die Notwendigkeit des symmetrischen Aufbaus an Kennlinien von Röhren mit deformierten und gegeneinander verschobenen Elektroden.

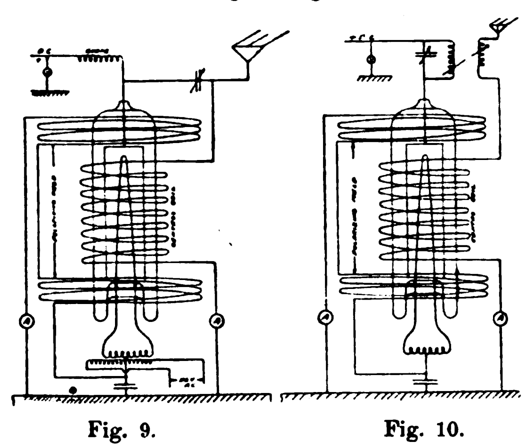


Fig. 9. Fig. 10.

Liegt die Anode als Draht innerhalb der solenoidförmigen Kathode, so sind die notwendigen Magnetfelder kleiner, jedoch wird die Steilheit

1) Es konnten nur die unteren Teile der Kurven gemessen werden, da die Anode die hohen Leistungen nicht lange aufnehmen konnte.

des Stromanstiegs verringert. Immerhin genügt in dem vom Verf. erläuterten Fall ein Feld, das 10 mal so groß ist, wie das Erdfeld, um den Anodenstrom auf die Hälfte zu bringen.

Die Prinzipien der verschiedenen Elektronenrohrtypen lassen sich in mannigfacher Art kombinieren.

Fig. 7 zeigt z. B. die Verbindung des Dynatrons,[1]) das mit Sekundärstrahlen arbeitet, mit dem Magnetron. Diese Anordnung ist gleich-

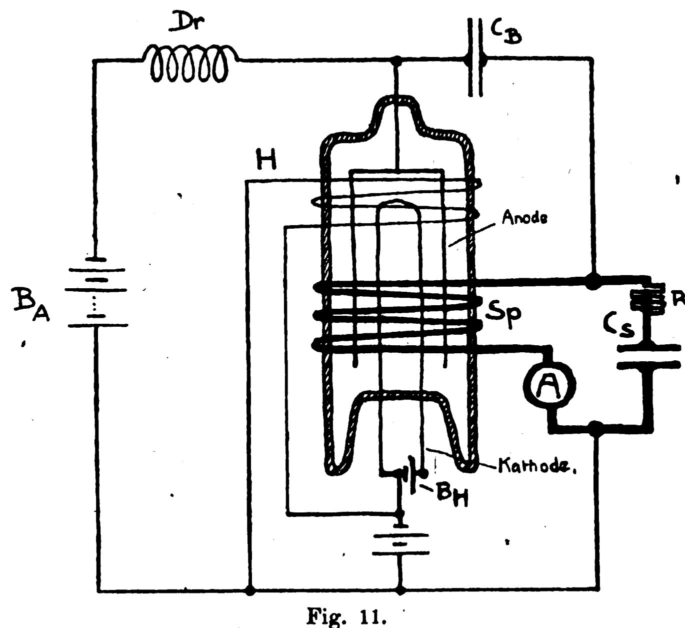


Fig. 11.

zeitig sehr geeignet, um Primär- und Sekundärelektronenstrom voneinander getrennt messen zu können.

Zum Schluß zeigt Verf. als praktische Anwendungen eine Verstärkeranordnung und Sendeschaltung (5—25 kW) für drahtlose Telegraphie (Fig. 8, 9, 10), die er jedoch nicht näher erläutert.

Die Wirkungsweise und der Verstärkungsgrad der Magnetronröhren ist wie bei den Eingitterröhren. In einem Vierröhrenverstärker wurde pro Stufe die vierfache Stromverstärkung erzielt.

---

1) Vgl. A. W. Hull, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telephonie 47, 1919. K. W. Hausser, Wiss. Mitt. a. d. Siemenskonzern, I., 1920, Heft 1. F. Holborn, Mitt. a. d. T.R.A 10, S. 119, 1921. (D. Ref.)

Zur besseren Übersicht einer Sendeschaltung ist ein prinzipielles Schaltungsschema in Fig. 11 besonders gezeichnet. Auf der links vom Rohr liegenden Seite ist die Anodenspannungsbatterie B_A gezeichnet, die durch eine Drossel *Dr* gegen die Hochfrequenz geschützt ist. Der rechts liegende Hochfrequenzschwingungskreis, der aus der Spule *Sp*, der Kapazität C_S und dem Widerstand *R* besteht, ist gegen die Gleichspannungsseite durch C_B blockiert. Die Heizstromquelle für die Kathode ist mit B_H bezeichnet. Das durch eine besondere Spule *H* erzeugte Hilfsfeld hat die Aufgabe, analog der Gittervorspannung bei

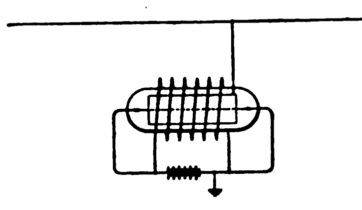


Fig. 12.

dem gewöhnlichen Eingitterrohr auf einen bestimmten Punkt der Kennlinienschar einzustellen. Eine einmal irgendwie eingeleitete Stromschwankung in der Spule *Sp* verursacht eine entsprechende Schwankung des zusätzlichen Feldes und damit eine Änderung des Elektronenstroms, die ihrerseits wieder auf den Schwingungskreis wirkt und dort die durch Dämpfung verlorene Energie gerade ersetzt. Auf diese kurz skizzierte Weise wird eine ungedämpfte Schwingung unterhalten. Die mit einem Rohr erzielten Hochfrequenzschwingungsleistungen betrugen 5 bis 25 kW.

Das Schaltschema für einen Überspannungsschutz gibt Fig. 12.

Der ausschlaggebende Vorteil des Magnetrons wird überall dort liegen, wo man es statt mit höheren Spannungen und sehr geringen Strömen mit geringen Spannungen, aber verhältnismäßig hohen Strömen zu tun hat. In allen diesen Fällen wird man die große Steuerschärfe mit Nutzen verwenden können. Der große konstruktive Vorzug liegt darin, daß man in das Rohr nur 2 Elektroden einzubauen hat, während das Steuerorgan außerhalb liegt. Robert Jaeger.

W. Rogowski, „Der Zwischenkreisröhrensender bei beliebiger Mischung primärer und sekundärer Gitterkopplung.“ (Archiv f. Elektrot. X, 209, 1921.)

In einigen früheren Arbeiten hat Rogowski den Zwischenkreis-

röhrensender bei reiner primärer und bei reiner sekundärer Gitterkopplung untersucht. In der vorliegenden Arbeit behandelt er den Fall einer beliebigen Mischung beider Gitterkopplungen. Die Hauptgleichung, die hier etwas unübersichtlich wird, zerlegt er in eine größere Zahl von Gleichungen und Näherungsformeln und macht sie an Hand von Kurven anschaulich. Den wesentlichen Zügen nach ergeben sich die Eigenschaften des Zwischenkreisröhrensenders, die Wien und Vogel experimentell beobachtet haben. Darüber hinaus werden noch einige andere Eigenschaften aufgedeckt, insbesondere auch einige Gesichtspunkte zur Beseitigung der Frequenzsprünge gegeben. Rogowski faßt seine diesbezüglichen Ergebnisse der Theorie folgendermaßen zusammen:

1. Man bevorzuge die langsame Koppelschwingung und vermeide es, mit der primären Gitterkopplung über eine gewisse Höhe herauszugehen. Die Grenze ist dadurch gegeben, daß sich der Sender bei kurzgeschlossenem Sekundärkondensator noch nicht oder höchstens gerade erregen soll.

2. Man bevorzuge die rasche Koppelschwingung und regle die primäre Gitterkopplung höchstens so fest ein, daß sich bei offenem Sekundärkreis die ungekoppelte Eigenfrequenz noch nicht oder vielleicht eben erregt.

Wenn man die sekundäre Gitterkopplung groß genug wählt, spricht der Sender bei Bevorzugung der raschen Koppelschwingung bei jeder beliebigen Einstellung des Sekundärkondensators an. In besonderen Fällen kann sich dabei die Gitterspannung praktisch als konstant ergeben, ebenso jede andere Spannung, die ähnlich der Gitterspannung von beiden Schwingungskreisen induziert oder abgenommen wird. E. Alberti.

E. V. Appleton und **Balth. van der Pol**, Über die Kurvenform der freien Schwingungen in Elektronenröhren. (On the Form of Free Triode Vibrations.) (Phil. Mag. S. 6, Vol. 42, Nr. 248, 1921.)

Die Kurvenformen der Schwingungen in Elektronenröhren gewinnen immer mehr an allgemeinem Interesse. Appleton und van der Pol haben an einem für Brückenmessungen bestimmten Röhrensender mit dem Duddelschen Oszillographen bei akustischen Frequenzen (400—700 sec^{-1}) Stromkurven aufgenommen. Die Kurvenform des Stromes im Schwingungskreise ist, wie zu erwarten, rein sinusförmig und bietet deshalb wenig Interesse. Dagegen zeigen die

Oszillogramme des Anodenstromes eine Erscheinung, die man nach den bisherigen theoretischen Ableitungen nicht erwartet hatte. Der Anodenstrom erhält beim Auftreten eines stärkeren Gitterstromes bekanntlich eine Einsattelung, d. h. es treten innerhalb einer Periode zwei Maxima auf. Diese beiden Maxima sind nun nach den Oszillogrammen durchaus nicht gleich groß, wie man es im allgemeinen bisher erwartet hatte. Das Maximum bei steigender Gitterspannung ist erheblich kleiner als das bei fallender Gitterspannung. Die Differenz nimmt zu mit wachsender Frequenz und ebenso, je mehr sich der Anodenstrom der Sättigung nähert. Zwei mögliche Erklärungen werden von den Verff. erörtert:

a) Die Gitterspannung ist bei stärkeren Gitterströmen nicht mehr gleich der in der Gitterspule induzierten EMK. Es tritt ein induktiver Spannungsabfall an der Gitterspule und damit eine Phasenverschiebung der Gitterspannung gegen die EMK. auf. Der Einfluß dieser Phasenverschiebung liegt im Sinne der beobachteten Erscheinung und genügt, um die Ungleichheit der beiden Maxima zu erklären. Auch der Maximalwert der Gitterspannung wird dadurch verringert, was experimentell ebenfalls bestätigt wird.

b) Eine zweite mögliche Erklärung wäre gegeben, wenn die Temperatur des Fadens und damit die Elektronenemission während einer Periode nicht konstant bliebe. Dieser Punkt wird von den Verff. hauptsächlich einer rechnerischen Prüfung unterzogen. Die Grundlagen für die Rechnung sind indessen nur näherungsweise bekannt, da wir das Gesetz der Temperaturverteilung längs des Fadens nicht genau kennen. Auf die Temperatur wirkt einerseits die Verdampfungswärme der Elektronen erniedrigend, andererseits der Emissionsstrom, soweit er im Draht mit dem Heizstrom gleichgerichtet ist, erhöhend. Ferner tritt mit der Temperaturänderung eine Änderung des Widerstandes und damit des Heizstromes ein. So können wir durch die Rechnung nur eine orientierende Übersicht gewinnen. Für die von den Verff. der Untersuchung unterzogenen Verstärkerröhren ergibt sich durch den Emissionsstrom eine Temperaturerniedrigung, die indessen bei der Frequenz 400—600 pro Sek. so klein ist, daß sie praktisch nicht merkbar sein kann. Zur Erklärung der in den Oszillogrammen beobachteten Ungleichheit der beiden Maxima kann diese Erscheinung also nicht herangezogen werden. Dagegen läßt sich nach der Rechnung bei einer Frequenz von etwa 10 sec^{-1} ein wahrnehmbarer Betrag erwarten. Es ist deshalb von den Verff. noch ein Sender für ganz niedrige Frequenzen hergestellt worden, dessen Anodenstrom mit einem

Saitengalvanometer bei der Frequenz 16 sec^{-1} aufgenommen wurde. Die beobachteten Kurven verlaufen tatsächlich so, wie man es bei einer Temperaturerniedrigung durch den Emissionsstrom erwarten sollte, doch liegt der Effekt im entgegengesetzten Sinne, wie der bei der Frequenz 400—600 beobachtete.

Die Verff. geben noch an, daß man unter Umständen statt der Temperaturerniedrigung eine Temperaturerhöhung durch den Emissionsstrom erhalten kann, woraus sie die Möglichkeit folgern, eine Elektronenröhre nur durch den Emissionsstrom selbst ohne jede Heizbatterie zu heizen.

Es sei hier noch auf eine vom Referenten in Gemeinschaft mit Herrn Zickner ausgeführte Arbeit (vgl. Jahrb. **19**, S. 2, 1922) verwiesen, in der z. T. ähnliche Probleme behandelt worden sind.

E. Alberti.

G. Breit, Die Eigenkapazität von Selbstinduktionsspulen (The Distributed Capacity of Inductance Coils). Phys. Rev. **17**, S. 649—677, 1921.

Beim Arbeiten mit elektrischen Schwingungen macht sich die Eigenkapazität von Spulen bemerkbar. Diese Eigenkapazität oder effektive Kapazität C_0 der Spule von der Selbstinduktion L ergibt sich aus der Resonanzfrequenz $\frac{\omega}{2\pi}$, wenn ein Kondensator der Kapazität C parallel zur Spule liegt, nach der Gleichung:

$$L(C + C_0) = \frac{1}{\omega^2} \tag{1}$$

Für die Berechnung dieser effektiven Kapazität werden folgende Annahmen gemacht:

1. Das Feld des Kondensators des Schwingungskreises beeinflußt das Feld der Spule nicht.

2. Der Gleichstromwiderstand der Spule ist gegen ihren Wechselstromwiderstand zu vernachlässigen.

3. Die Dimensionen sind so klein, daß mit quasistationären Verhältnissen gerechnet werden kann.

4. Der Wert der E.M.K., die in der ganzen Spule durch den Strom in einem kleinen Teile derselben induziert wird, ist der Länge dieses Stückes proportional.

5. In speziellen Fällen soll der Durchmesser der Spule sehr viel größer als die Höhe der Spulenwindung oder die axiale Länge der Spule sein.

Auf Grund dieser Annahmen wird in folgenden Schritten eine Formel abgeleitet, die zunächst nur für niedrige Frequenzen allgemein und exakt gilt:

Da die Drähte als vollkommen gut leitend anzusehen sind, ist die zwischen zwei Punkten induzierte E.M.K. gleich der Potentialdifferenz zwischen den Punkten an der Oberfläche.

Diese Potentialdifferenz ruft Ladungen auf der Oberfläche des Drahtes hervor.

Die Ladungen auf dem Draht bewirken eine nicht gleichmäßige Verteilung des Stromes in der Spule.

Wenn die Frequenz niedrig ist, kann die zwischen zwei Punkten induzierte E.M.K. so berechnet werden, als ob der Strom gleichmäßig wäre. Dann ist das Potential und die Ladung des Drahtes an allen Punkten bekannt.

Aus der Kenntnis der Verteilung der Ladung wird die Stromverteilung abgeleitet.

Aus dem Zusammenhang zwischen dem Strom am ungeerdeten Kondensatorende und dem Strom an irgendeinem anderen Punkte wird die selbstinduzierte E.M.K. in Ausdrücken des Stromes am Kondensatorende berechnet.

Diese E.M.K. ist gleich der Potentialdifferenz zwischen den Kondensatorplatten in Ladung und Kapazität ausgedrückt.

Diese Theorie gilt streng nur für sehr niedrige Frequenzen. Es wird jedoch später gezeigt, daß in bestimmten Fällen C_0 von der Frequenz unabhängig ist. In allen wichtigen Fällen ist dies experimentell bestätigt.

Daher gilt in allen Fällen, wo C_0 nicht mit der Frequenz variiert, die Gleichung:

$$C_0 = \int_{x_1}^{x_2} \frac{M(x)}{L} \left\{ \int_{x_1}^{x_2} \frac{\alpha(x)}{L} \, dx \right\} dx \tag{2}$$

In dieser Gleichung für die Eigenkapazität bedeutet x ein willkürlicher Parameter längs des Drahtes, x_1 und x_2 sind die Endwerte von x, x_1 entspricht dem ungeerdeten Kondensatorende. $M(x) \cdot dx$ ist die gegenseitige Selbstinduktion zwischem dem Spulenteil dx und der ganzen Spule. L ist die Selbstinduktion und $\alpha(x)$ ergibt sich aus der Beziehung: $\alpha(x) = \frac{Q(x)}{\left(\frac{di}{dt}\right)}$, wo i der Strom, t die Zeit und $Q(x)\,dx$ die Ladung auf einem Element dx ist.

Anwendung der Formel (2).

Diese Formel wird unter weiter vereinfachenden Annahmen auf ein zweidimensionales Problem angewandt und zur Berechnung der Eigenkapazität einer kurzen, einlagigen Spule benutzt.

Befindet sich eine derartige Spule in einem schlauchartigen Schutzkasten von elliptischem Querschnitt, dessen große Halbachse mit *a* und dessen kleine Halbachse mit *b* bezeichnet wird, dann ist die Eigenkapazität der Spule, die isoliert im Schutzgehäuse sitzt:

$$C_0 = 0{,}06952 \cdot \frac{a}{b} \cdot \varepsilon \cdot U \,\mu\mu\mathrm{F} \qquad (3\,\mathrm{a})$$

$$= \frac{1}{16} \cdot \frac{a}{b} \cdot \varepsilon \cdot U \text{ cm st. E.} \qquad (3\,\mathrm{b})$$

wo ε die Dielektrizitätskonstante und U die Länge einer Windung ist.

Wird das eine Ende der Spule mit dem Gehäuse verbunden, so wird:

$$C_0 = 0{,}06952 \cdot \varepsilon \cdot U \cdot \left[\frac{a}{b} + \frac{2}{\sqrt{\frac{a+b}{a-b}}}\right] \mu\mu\mathrm{F} \qquad (4\,\mathrm{a})$$

$$= \frac{1}{16} \cdot \varepsilon \cdot U \left[\frac{a}{b} + \frac{2}{\sqrt{\frac{a+b}{a-b}}}\right] \text{ cm st. E.} \qquad (4\,\mathrm{b})$$

Befindet sich die Spule außerhalb des Schutzkastens und soweit frei im Raum, daß keine Beeinflussung durch einen anderen Körper auftritt, dann ist die Eigenkapazität für die isolierte Spule:

$$C_0 = 0{,}06952 \cdot \varepsilon \cdot U \,\mu\mu\mathrm{F} \qquad (5\,\mathrm{a})$$

$$= \frac{1}{16} \cdot \varepsilon \cdot U \text{ cm st. E.} \qquad (5\,\mathrm{b})$$

Wird ein Ende der Spule geerdet, so lautet die Gleichung:

$$C_0 = 1{,}1124 \left[\frac{1}{16} + \frac{1}{8 \log\left(\frac{16\,R}{a}\right)}\right] \cdot \varepsilon \cdot U \,\mu\mu\mathrm{F} \qquad (6\,\mathrm{a})$$

$$= \left[\frac{1}{16} + \frac{1}{8 \log\left(\frac{16\,R}{a}\right)}\right] \varepsilon \cdot U \text{ cm st. E.} \qquad (6\,\mathrm{b})$$

In Gleichung (6) bedeutet R der Radius der Kreisspule und *a* die Höhe des Zylinders. Mit Ausnahme von Gleichung (6) gelten die

übrigen Formeln (3), (4), (5) für Zylinderspulen beliebigen Querschnitts, rechteckig, quadratisch, dreieckig usw.

Prüfungen durch Versuche.

Zunächst wird gezeigt, daß in allen Fällen, wo die Höhe der Spulen gegen den Durchmesser vernachlässigt werden kann, C_0 eine Konstante ist, da der magnetische Fluß durch jede Windung einer so kurzen Spule der gleiche ist. Die Abhängigkeit von der Frequenz tritt nur dann auf, wenn die Spule als Linie mit verschieden verteilter Kapazität aufgefaßt wird. Weiterhin bleibt die Eigenkapazität ungeändert, wenn der Spulenquerschnitt in bezug auf die Spulenachse um einen Winkel verdreht wird.

Bei der experimentellen Untersuchung wurde eine Spule mit 14 Windungen in je 1 cm Abstand und von je 470 cm Umfang geprüft. Aus der Formel (5a) berechnet sich die Eigenkapazität der Spule zu

$$C_0 = 32{,}6\ \mu\mu\text{F}, \quad \text{da } \varepsilon = 1 \text{ ist.}$$

Unter Berücksichtigung der Zuleitungen wurde die Kapazität derselben Spule gemessen zu:

$$C_0 = 33{,}6\ \mu\mu\text{F}.$$

Die Übereinstimmung ist in Anbetracht der vereinfachenden Annahmen eine hinreichende. Eine ähnliche Bestätigung der Formeln wurde noch durch Messung der Stromverteilung in den einzelnen Windungen bei verschiedenen Frequenzen gefunden. Doch soll auf diese Messungen hier nicht näher eingegangen werden. Ernst Lübcke.

Karl F. Lindman, Über eine durch ein dreidimensionales Resonatorensystem erzeugte Interferenz der elektromagnetischen Wellen. (Meddelanden från Åbo Akademis Fysikaliska Institut, Nr. 1, 29 S., 1921.)

Die Interferenz von Röntgenstrahlen in Kristallen (Laue-Effekt) erklärt W. L. Bragg durch die Annahme äquidistanter ebener Atomschichten in den Kristallen, an denen die Röntgenstrahlen reflektiert werden. Verf. untersucht das Verhalten von Hertzschen Wellen beim Einfall auf ein Resonatorensystem als ein elektromagnetisches Analogon zur Röntgenstrahleninterferenz. Die benutzten linearen Oszillatoren (Sender und Empfänger) sind bereits in den Ann. d. Phys. **38**, S. 526. 1912 beschrieben. Das Resonatorengitter bestand aus fünf Holzgittern, die in gleichen Abständen aufgestellt wurden. Jedes Gestell trug an 7 Längsstäben je 11 Resonatoren, die aus nahezu geschlossenen Ringen



von 13 cm langen und 0,7 mm starken Kupferdrähten bestanden. Die halbe Eigenwelle jedes Resonators war 18,3 cm. Beim senkrechten Durchgang von annähernd isochronen Hertzschen Wellen durch dieses dreidimensionale Resonatorensystem war die durchgelassene Intensität am größten, wenn der Abstand zwischen den benachbarten Netzebenen gleich $\lambda/4$, und am geringsten, wenn dieser Abstand gleich $\lambda/2$ war. Bei den Reflexionsversuchen ergab sich in Übereinstimmung mit den Gesetzen für die Reflexion der Röntgenstrahlen an Kristallen, daß der

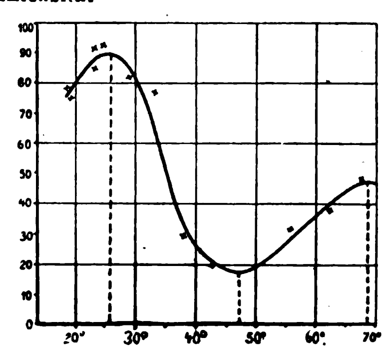


Fig. 1. Neigungswinkel ψ

Reflexionswinkel gleich dem Einfallswinkel ist. Für eine Wellenlänge, die kleiner als die Eigenwellenlänge der Resonatoren war, war der dem Reflexionsmaximum entsprechende Netzebenenabstand vollständig durch die Eigenperiode der Resonatoren bedingt, auch bei größeren Wellenlängen war noch ein deutlicher Einfluß dieser Eigenschwingung merkbar. Da die Eigenschwingungen eines stabförmigen Leiters stärker gedämpft sind als die eines ringförmigen, setzt sich in dem Falle, wo die einfallenden Wellen länger als die Eigenwellen der Resonatoren waren, die reflektierte Strahlung aus zwei Komponenten zusammen, nämlich aus einer Sekundärstrahlung (Fluoreszenzstrahlung) von der Eigenschwingung der Resonatoren und einer zerstreuten oder erzwungenen Strahlung, deren Periode mit der der primären Wellen übereinstimmte. Die vom Gitter emittierten sekundären elektromagnetischen Wellen wurden als stehende Wellen objektiv nachgewiesen. Man hat also hier ein Analogon zu der Zusammensetzung sekundärer Röntgenstrahlung aus zwei entsprechenden Komponenten. Die Intensität der reflektierten Strahlung erreichte in Analogie zu den Er-

scheinungen bei Röntgenstrahlen Maximumwerte für bestimmte Einfallswinkel φ, die durch die Gleichung:

$$2d \cdot \cos\varphi = n \cdot \lambda$$

dargestellt werden, wobei d den Netzebenenabstand, λ die Wellenlänge und n eine positive kleine ganze Zahl (die Ordnungsnummer der Reflexionsmaxima) bedeutet. Wegen der Dämpfung der elektrischen Wellen sind diese Reflexionsmaxima nicht so ausgeprägt wie die von monochromatischen Röntgenstrahlen, vgl. Fig. 1. Aus der Fig. 1 ergeben sich Reflexionsmaxima bei den Neigungswinkeln ψ (Neigungswinkel $= 90^0 -$ Einfallswinkel φ) von 27^0 und 68^0 und ein Minimum bei 47^0, während sich beim Maximum für $n = 1$ und $\lambda = 26{,}6$ cm der Neigungswinkel zu $28{,}4^0$ und für $n = 2$ zu $71{,}8^0$ und das Minimum zu $45{,}3^0$ berechnet. Diese Abweichungen werden durch das mit wachsendem Einfallswinkel φ rasch zunehmende Reflexionsvermögen der Gitter erklärt. Die Intensität eines Reflexionsmaximums ist nach den Beobachtungen hier der Ordnungszahl etwa umgekehrt proportional, während nach den Untersuchungen von Bragg über die Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen die Intensität der Reflexion $n$ter Ordnung für gleiche äquidistante Netzebenen nahe $1/n^2$ proportional sein soll. Dies ist ein wesentlicher Unterschied zwischen der Röntgenstrahlinterferenz in Kristallen und der Interferenz elektromagnetischer Wellen in einem dreidimensionalen Resonatorensystem, der noch der Klärung bedarf.

Ernst Lübcke.

A. Leontiewa, Über die Entladungspotentiale für schnelle elektrische Schwingungen. Phys. Ztschr. **23**, S. 33—35, 1922.

In einem Schwingungskreise, der aus einer Selbstinduktionsspule und zwei gleichen, symmetrisch zu ihr liegenden Kondensatoren besteht, werden die Schwingungen durch eine Funkenstrecke angeregt, die so eingestellt ist, das die Funken regelmäßig überspringen. Die hierbei auftretenden Entladungspotentiale werden mit einer parallel zur Selbstinduktion liegenden Funkenstrecke gemessen. Diese zweite Funkenstrecke wird soweit verstellt, bis gerade noch Funken auftreten. Die zu den gemessenen Funkenlängen gehörigen Spannungswerte wurden den Tabellen von Heydweiller entnommen. Die Elektrodenform hat bei den kurzen Wellen keinen Einfluß auf das Entladungspotential. Innerhalb des untersuchten Bereichs von 2—42 m Wellenlänge und bei Funkenlängen von 10 bis 80 μ ist bei gleicher Wellenlänge der Zusammenhang zwischen Entladungspotential und Funkenlänge ein

linearer, dagegen tritt für gleiche Funkenlänge eine starke Steigerung der Entladungsspannung bei kürzeren Wellen ein, die bei den kürzesten etwa fünfmal so groß sein kann wie bei statischer Entladung. Die Beobachtungen stehen in Übereinstimmung mit den Resultaten von J. Algermissen (Ann. d. Phys. **19**, S. 1016, 1906). Ernst Lübcke.

W. Arkadiew, Über die Herstellung von schwachgedämpften kurzen Hertzschen Wellen. Versuche von B. Milentz. Phys. Ztschr. **23**, S. 35—36, 1922. Die mit einem Interferometer bestimmte Wellenlänge hängt bei Benutzung von Hertzschen Oszillatoren und Spiegeln von den Dimensionen der beiden Oszillatoren und ihrer Entfernung von den Spiegeln ab. Stimmen diese 4 Größen zueinander, so erhält man wohldefinierte Wellenlängen und Dämpfungen. Bei einer bestimmten Anordnung war die Wellenlänge 5,4 cm und die log. Dämpfung 0,35. Die Dämpfung kann man bei annähernd gleicher Wellenlänge auf etwa den 4. Teil herabsetzen, indem man die Strahlen des primären Spiegels erst an einem Gitter reflektieren läßt, das in diesem Falle aus etwa 39 cm langen und 3,9 cm breiten Streifen bestand. Die Dämpfung betrug etwa 0,10 bei 5,8 cm Wellenlänge. Selbst Wellen von 2 cm Länge lassen sich mit viermal vermindertem Dekrement nach dieser Methode herstellen. Ernst Lübcke.

F. Schindelhauer, Über den in einer Antenne fließenden luftelektrischen Vertikalstrom. (Vorläufige Mitteilung des Meteorol.-Magn. Observatoriums Potsdam.) Phys. Ztschr. **23**, S. 36—39, 1922.

Der in einer geerdeten Antenne infolge der luftelektrischen Kollektorwirkung auftretende Strom wurde bei nicht gestörtem positiven Erdfelde mittels eines Quadrantelektrometers oder Wulfschen Einfadenelektrometers elektrometrisch bestimmt. Als Antennen standen zwei Schirmantennen mit 40 m langen Schirmdrähten zur Verfügung, eine Hochantenne von im Mittel 32 m Höhe und eine 6 m hohe Niedrigantenne. Beobachtungen erfolgten ein- bis zweistündlich, zur Bestimmung der Änderungsgeschwindigkeit alle 5 Sekunden. Die Mittelwerte für die Monate Juni—Juli und Oktober—November 1920 sind:

	Juni—Juli	Oktober—November
Hochantenne . . .	$0,84 \cdot 10^{-8}$ Amp.	$18,2 \cdot 10^{-8}$ Amp.
Niedrigantenne . .	$0,5 \cdot 10^{-8}$ Amp.	$2,7 \cdot 10^{-8}$ Amp.

Die täglichen Beobachtungen ergaben einen einfachen Gang derart, daß das Maximum des Vertikalstromes etwa 4^h morgens und das Minimum in den Nachmittagsstunden auftritt. Auffällig ist bei fast

parallelem Verlauf der Werte in den Nacht- und Vormittagsstunden für die Hoch- und Niedrigantenne der gegen Abend schnell ansteigende und abfallende Strom in der Hochantenne. Anscheinend besitzt auch die Niedrigantenne eine Phasenverzögerung von 2—3 Stunden gegen die Hochantenne. Die Änderungsgeschwindigkeit des Stromes ist seinem Werte ungefähr proportional. Das Gesamtmittel der Änderungszahl des Antennengleichstroms für die beiden Antennen ergab im Juni—Juli 1920

für die Hochantenne 2,19
für die Niedrigantenne 0,08

Ist der Antennengleichstrom eine Ursache für Zahl und Größe der Störungen, so müssen diese nach den Messungen während der Nacht ein Maximum erreichen, wie es in der Praxis auch beobachtet wird.

Als Ursache für den Vertikalstrom wird die Kollektorwirkung der Antenne angenommen. Die täglichen Schwankungen werden durch ionisierend wirkende radioaktive Niederschläge von kurzlebiger Thorium- und Aktiniumemanation auf den Antennendrähten erklärt. Die Größe der täglichen Schwankung und ihr Unterschied bei der Hoch- und Niedrigantenne in den Sommer- und Herbstmonaten stehen in Übereinstimmung mit der angenommenen Erklärung. Ernst Lübcke.

Radioverkehr.

Drahtlose Telephonie im Dienste des Wirtschaftslebens.

Von **F. Kohlhauer.**

Wohl auf keinem anderen Gebiete der Elektrotechnik ist in den letzten Jahren so viel stille und unendlich mühsame Arbeit geleistet worden, wie auf dem der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

Noch vor kaum 25 Jahren mußte man sich damit begnügen, mit den ersten drahtlosen Stationen über nur wenige Kilometer hinweg drahtlos zu telegraphieren, während man heute in der Lage ist, mit drahtlosen Sendern verschiedenster Typen über Entfernungen von mehreren 100 km drahtlos zu sprechen, zu konzertieren und neuerdings sogar auch vom normalen Postapparat aus drahtlos gegenzusprechen.

Zu den wichtigsten Aufgaben, welche der drahtlosen Telegraphie und Telephonie zufallen, gehört heutzutage die Versorgung der Handelswelt und Presse mit wirtschaftlichen Nachrichten. Die Beförderung solcher Nachrichten geschieht zweifellos am schnellsten und wirtschaft-

lichsten durch die drahtlose Telegraphie bzw. Telephonie und zwar auf Grund ihrer Fähigkeit, von einer Zentral-Sendestelle aus durch einmaliges Senden einer großen Zahl von Empfangsstationen wichtige Nachrichten zukommen zu lassen, wodurch eine ganz wesentliche Entlastung der mit gleichlautenden Telegrammen und Ferngesprächen überlasteten Drahtleitungen bezweckt wird.

Bei den älteren drahtlosen Systemen verwendete man für Zwecke der drahtlosen Telegraphie sogenannte gedämpfte Sender (Löschfunkensender), bei welchen die elektrischen Schwingungen durch oszillatorische Entladung einer Kapazität über eine Funkenstrecke hervorgerufen wurde. Im Gegensatz zu diesen Sendern, welche heute nur noch teilweise für Schiffszwecke Verwendung finden, stehen die Sender ungedämpfter Systeme, bei welchen Schwingungen erzeugt werden, die eine stets gleichbleibende konstante Schwingungsweite haben. Man unterscheidet bei diesen neuen Systemen 3 hauptsächliche Typen: Den Poulsensender, den Hochfrequenz-Maschinensender und den Röhrensender.

Der älteste, der Poulsen-Lichtbogensender, gelangte schon im Jahre 1903 zur Einführung dadurch, daß der Däne V. Poulsen, ausgehend von dem sogenannten Duddellschen singenden Lichtbogen, ungedämpfte Schwingungen erzeugte, indem er diesen Lichtbogen in einer Wasserstoffatmosphäre und einem starken Magnetfeld brennen ließ. Der zwischen einer Kupfer- und einer Kohlenelektrode brennende Lichtbogen stellt einen Elektrizitätstransport zwischen diesen Elektroden dar, welcher dazu dient, die Belegung eines angeschlossenen Kondensators bis zu einer gewissen Spannung aufzuladen. Ist dies erreicht, kann also keine weitere Elektrizitätsmenge von dem Kondensator aufgenommen werden, so sucht er sich zu entladen, was dadurch geschieht, daß in umgekehrter Richtung wie bei der Ladung ein Entladungsvorgang durch eine gleichfalls angeschlossene in Serie geschaltete Selbstinduktionsspule und durch den zwischen den Elektroden sich bildenden Lichtbogen vor sich geht. Dieser Vorgang erzeugt in dem aus Lichtbogen, Kondensator und Selbstinduktionsspule bestehenden Schwingungskreis hochfrequente elektrische Schwingungen. Das wesentlichste an den modernen Poulsensendern ist ein besonders durchgearbeitetes Tastverfahren, eine außerordentlich gute Wellenkonstanz und die Freiheit des Senders von Oberwellen.

Das zweite ungedämpfte System, das Hochfrequenzmaschinensystem, welches im Jahre 1909 in Deutschland zur Einführung gelangte, beruht auf dem Bestreben, hochfrequente ungedämpfte Schwin-

gungen unmittelbar aus Maschinen zu erzeugen. Zunächst hatten sich die Ansichten der Fachleute dahingehend entschieden, daß die Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen unmittelbar aus Maschinen unmöglich sei. Durch Errichtung der beiden Goldschmidt-Maschinenstationen in Eilvese bei Hannover und Tuckerton in Amerika wurden jedoch diese Ansichten in der Praxis widerlegt. Die Goldschmidt-Maschine arbeitet mit einer Grundperiode von 10000. Die Steigerung der Grundperiode zu einer für die Zwecke der drahtlosen Nachrichtenübermittlung brauchbaren Frequenz erfolgt durch Reflektion der Schwingungen zwischen Stator und Rotor unter Abstimmung der einzelnen Kreise. Bei den neueren und neuesten Hochfrequenzmaschinensendern wird diese Steigerung und zwar zunächst die Verdopplung und Vervierfachung der Grundperiodenzahl der Maschine durch sogenannte statische Transformatoren, welche außerhalb der Maschine selbst liegen, herbeigeführt.

Durch einen besonders geistreichen Schritt ist es K. Schmidt gelungen, ein ganz neues Verfahren anzugeben, durch welches die Erzeugung jeder beliebigen Vervielfachung der Grundperiodenzahl mit einem einzigen Transformator und bei gleichbleibendem Wirkungsgrad ermöglicht wurde. Heute ist man in der Lage, Hochfrequenzmaschinen für jede Energie von 1000 bis 1 KW und für jede beliebige Wellenlänge zu bauen, insbesondere für kleinere Wellen, wie sie für den gewöhnlichen Handelsverkehr in Frage kommen.

Das dritte System endlich zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen ist das sogenannte Röhrensystem. Es wird seit einigen Jahren praktisch verwendet. Die Röhren wurden ursprünglich nur für Empfangszwecke benutzt. Sie bestehen aus einem evakuiertem Glasgefäß, das neben einem Glühfaden als Kathode noch eine Anode und ein zwischen diesen beiden Elektroden liegendes sogenanntes Gitter als dritte Elektrode enthält. Ließ man die in diesem Empfänger ankommenden elektromagnetischen Schwingungen auf die zwischen Glühkathode und Gitter liegende Strecke einwirken, so wurden diese Schwingungen dem zwischen Glühkathode und Anode fließenden Strom aufgedrückt und entsprechend dem höheren Potential verstärkt. Man fand später, daß mit diesen Röhren nicht nur elektromagnetische Schwingungen nachgewiesen, sondern auch erzeugt werden können, indem man an die 3 Elektroden 2 Schwingungskreise anschloß, die in entsprechender Weise miteinander verbunden wurden. Dieses neue System liefert ungedämpfte Schwingungen von ausgezeichneter Schwin-

gungskonstanz und außerordentlich hoher Periodenzahl, so daß dem System gegenüber den anderen ungedämpften Systemen der Vorteil zuzubilligen ist, selbst kürzeste Wellenlängen von reiner Schwingung herzustellen. Das ist ein besonderer Vorzug bei Sendern kleiner Leistungen, wie sie im Kriege vielfach zur Verwendung kamen. Dieser besondere Vorzug tritt aber nicht mehr in die Erscheinung, sobald es sich um die Erzeugung größerer Energien handelt, da für die Unterbringung größerer Energien große Antennenanlagen erforderlich sind, die wieder große Wellen bedingen. Dagegen ist bei Röhrensenderanlagen größerer Leistungen als außerordentlicher Nachteil die Tatsache zu verzeichnen, daß die Herstellung der Röhren außerordentlich kostspielig und ihre Lebensdauer sehr beschränkt ist. Für die Zwecke des drahtlosen Empfangs jedoch sind die Röhren zum unentbehrlichen Faktor geworden, besonders für die Zwecke des Empfangs ungedämpfter Schwingungen.

Der Hauptwert der von mir geschilderten 3 drahtlosen ungedämpften Systeme besteht darin, daß sie für die drahtlose Telephonie allein geeignet sind, da bei telephonischer Beeinflussung eines Senders die Hochfrequenzschwingungen von den Sprachschwingungen überlagert werden müssen. Dies macht aber zur Voraussetzung, daß die Hochfrequenzschwingungen eine praktisch gleichbleibende Schwingungsweite besitzen, also ungedämpft sind.

Die ersten Anfänge der drahtlosen Telephonie fallen bereits mit der Erfindung des Poulsen-Lichtbogensystems im Jahre 1903 zusammen. Schon damals führte V. Poulsen drahtlose Telephonieversuche auf kleinere Estfernungen vor. Dadurch, daß bis etwa 1913 das Poulsensystem das einzige war, welches von den ungedämpften Systemen praktisch verwendet werden konnte, ist es zu erklären, daß zu Beginn des Krieges die drahtlose Telephonie ausschließlich mit Poulsensendern zur Verwendung kam.

Die erste praktische Verwendung fand die drahtlose Telephonie auf den mit Poulsensendern ausgerüsteten deutschen Schiffen, von denen die meisten während des Weltkrieges bereits drahtlos telephonieren konnten. Während die damaligen Anlagen nur für Telephonie auf kleineren Entfernungen bestimmt waren, ging man nach dem Kriege dazu über, größere Entfernungen drahtlos telephonisch zu überbrücken und die Telephonie gewerblichen und wirtschaftlichen Zwecken zuzuführen. Die Bestrebungen der deutschen drahtlosen Industrie, Telephoniesysteme zu bauen, welche möglichst für alle Sender-

arten und für möglichst alle Energien brauchbar waren, haben in den letzten Jahren zu vollen Erfolgen geführt.

Die Wirkungsweise der bisherigen älteren Telephoniesysteme beruhte darauf, daß ein oder mehrere Mikrophone direkt in den Luftdrahtkreis eines Senders geschaltet wurden. Die durch die Sprache im Mikrophon hervorgerufenen Widerstandsänderungen änderten den Strom im Luftdraht. Wollte man mit dieser Anordnung auf größere Entfernungen telephonieren, so mußte man entweder stärkere Mikrophone oder eine größere Anzahl von Mikrophonen in den Luftdrahtkreis einschalten. Dies gelang jedoch nur bis zu einem gewissen Grade, da durch die stärkeren Mikrophone bzw. deren große Anzahl die Sprache leicht undeutlich wurde. Auch kam es vor, daß sich die Mikrophone infolge der hohen Spannungen zu sehr erhitzten, wodurch die Mikrophonkörnchen zusammen klebten. Hierdurch wurde naturgemäß eine rhythmische Beeinflussung des Antennenstromes vollständig verhindert.

Da mit diesen Systemen eine weitere Verbesserung der drahtlosen Telephonie nicht zu erzielen war, mußte man auf andere Systeme sinnen.

Bei den neueren Systemen für drahtlose Telephonie beeinflußt man den Antennenstrom an Stelle des Mikrophons nunmehr durch ein Relais. Man benutzt einesteils die Kathodenröhre, anderenteils eine Spule mit Eisenkern als Relais. Der Zweck dieses Relais ist, mit geringen Energien große Schwankungen im Antennenkreise hervorzurufen.

Bei der Verwendung der Kathodenröhre als Relais bewirkt man diese Schwankungen dadurch, daß man den Speisestrom derjenigen Röhre, welche die hochfrequenten Schwingungen im Luftdraht erzeugt, im Sprachrhythmus verändert. Hierzu benötigt man eine besondere Kathodenröhre, welche dem eigentlichen Sendersystem als sogenannte Vorröhre vorgeschaltet wird. Die dem Sprechmikrophon aufgedrückten Sprachschwingungen werden der Vorröhre über eine Verstärkereinrichtung zugeführt. Beim Telephonieren auf größere Entfernungen wirkt diese Röhre nicht auf den Hauptsender direkt, sondern auf einen kleinen Hilfssender, dessen Hochfrequenzspannung sich im Sprachrhythmus ändert und dem Gitter der Röhre des eigentlichen Betriebssenders zugeführt wird. Letzterer arbeitet nun mit Fremderregung, nicht mit eigener Rückkopplung, und wirkt somit eigentlich als Hochfrequenzverstärker. Die an die Antenne abgegebene Leistung ändert sich gemäß der dem Gitter der Röhre des Betriebssenders zugeführten Spannung im Sprachrhythmus.

Bei Verwendung einer Spule mit Eisenkern als Relais (Pungs und Gerth) besteht die Telephonieanordnung aus 1 Sprechmikrophon, einer besonderen Verstärkereinrichtung und der eigentlichen Telephoniespule. Letztere wird mit ihrer Sekundärseite in den Luftdrahtkreis des Senders geschaltet. Wird jetzt in das Mikrophon gesprochen, so werden die Mikrophonströme durch die Verstärkereinrichtung schärfer zum Ausdruck gebracht und dann der Primärwicklung der Spule zugeführt. Der Eisenkern der Spule wird durch die Mikrophonströme verschieden magnetisiert, wodurch wiederum eine Änderung der Selbstinduktion und der Dämpfung im Antennenkreise im Takte der Sprachschwingungen erreicht wird.

Mit Hilfe dieser neuen Telephonieanordnungen werden heute durch Besprechen des Mikrophons kleinste und größte Energien in den drahtlosen Sendern gesteuert. Eine Erwärmung des Mikrophons, wie sie früher häufig vorkam, ist hierbei vollkommen ausgeschlossen, da in diesen lediglich geringer Strom fließt. Die Verwendung von mehreren Mikrophonen ist nicht mehr erforderlich, da mit Hilfe der Verstärkereinrichtung die gleiche Wirkung erzielt wird.

Die letzt beschriebene Telephonieanordnung mit der Eisenkernspule, welche jetzt in Königswusterhausen an dem dortigen Poulsensender fast 2 Jahre im dauernden Betrieb ist, ohne daß sich irgendwelche Anstände ergeben haben, hat außerdem noch den großen Vorteil, daß sie für jedes ungedämpfte System Verwendung finden kann. Das System ist derart ausgebildet, daß sogar die Zischlaute der Sprache, welche bei der Übertragung besonders empfindlich sind, sehr gut wiedergegeben werden.

Nachdem man die technische Frage der drahtlosen Telephonie auf diese Weise in glänzender Weise gelöst hatte, konnte man daran gehen, der wirtschaftlichen Verwendung der Telephonie näher zu treten. Der große Vorteil der drahtlosen Telephonie, daß man von einem Sender aus gleichzeitig viele Empfangsstellen telephonisch mit Nachrichten versehen kann, wurde erstmalig bei der Hauptfunkstelle in Königswusterhausen bei Berlin in der Praxis angewendet. Zunächst wurde lediglich ein Reichweitenversuch angestellt, welcher ergab, daß sowohl in Moskau (1700 km Entfernung) wie in Sarajewo (1500 km Entfernung) wie auch in Crigglestone-Wakefield in England (1200 km Entfernung) die Telephonie einwandfrei gehört wurde. Sämtliche Empfangsstellen innerhalb Deutschlands bestätigten genau so wie die außerdeutschen Stationen die große Klarheit der Sprache und der Lautübertragung.

Nach diesen Feststellungen wurde von Königswusterhausen seit

Mitte 1920 täglich ein sogenannter drahtloser Rundfunk gesprochen und durch ihn Handelsnachrichten, wie Kurszettel, ferner Rennberichte und ähnliche allgemein interessierende Mitteilungen an die jeweiligen Interessenten zur Verteilung gebracht.

Um die Telephonie noch feiner auszubauen, ging man dazu über, Musik auf drahtlosem Wege zu übertragen. Man veranstaltete im Dezember 1920 ein drahtloses Weihnachtskonzert mit Violin- und Harmoniumvorträgen, ferner im März 1921 ein Osterkonzert, bei dem Cello-, Gesangs- und Harmoniumstücke vorgetragen wurden, und endlich im Juni 1921 eine drahtlose Opernaufführung.

All diese, mit einem Lorenz-Poulsen-Sender angestellten Versuche haben ergeben, daß eine drahtlose Fernsprechübermittlung solcher Nachrichten, die auch in weiter entfernt liegenden ausländischen Großfunkstellen gehört wurden, bei dem heutigen Stand der Technik wohl möglich ist. Die in der Literatur früher vertretene Ansicht, daß das Poulsensystem für Telephonie mit größeren Leistungen ungeeignet sei, ist durch diese Tatsache widerlegt worden. Es hat sich vielmehr gezeigt, daß gerade dieses System zu besonders einfacher und betriebssicherer Anordnung führt, die Bedienung sehr einfach und die Einstellung der günstigsten Verhältnisse ohne Schwierigkeiten zu erreichen ist. Die neuerdings mit einer Schmidtschen Hochfrequenzmaschine sowie mit einem 10 kW-Röhrensender der Telefunken-Gesellschaft angestellten Telephonieversuche hatten ebenfalls ein sehr günstiges Ergebnis. Es darf erwähnt werden, daß im Mai vor. Js. bei systematischem Reichweitenversuch ein der argentinischen Regierung gehörender, nach Süd-Amerika fahrender Dampfer „Bahia-Blanka“ die vom Röhrensender mit voller Energie ausgestrahlten Worte noch auf eine Entfernung bis 3500 km gut gehört hat.

Im August 1921 hat endlich zwischen Berlin und Kopenhagen ein regelrechter drahtloser Gegensprechverkehr, wie er bei jedem Drahttelephon möglich ist, stattgefunden. Durch ihn ist der Beweis erbracht, daß man heute tatsächlich von jedem beliebigen Postapparat über die drahtlosen Großstationen genau wie über die Kabelleitungen drahtlos sprechen kann, ohne daß der betr. Teilnehmer etwas davon merkt.

Für das Wirtschaftsleben sind diese Versuche insofern von ausschlaggebender Bedeutung, als durch sie gezeigt ist, daß wir auch auf dem Gebiet der Telephonie uns von jeglicher unter fremdländischen Einfluß stehenden Kabelleitung frei machen können.

Wenn auch vorläufig noch für die drahtlose Telephonie erheblich größere Energien sind als für die drahtlose Telegraphie, wenn auch

hierdurch ein direkter drahtloser Sprechverkehr zwischen Deutschland und Amerika noch nicht in die Praxis umgesetzt werden konnte, so kann man doch bezüglich des europäischen drahtlosen Verkehrs behaupten, daß die drahtlose Telephonie heute den Entwicklungsstand erreicht hat, welcher erforderlich ist, sie in den Dienst des praktischen Verkehrs zu stellen.

Der drahtlose Rundfunk, wie er im Jahre 1920 zur Anwendung kam, hat insofern im letzten Jahre weitere Fortschritte erzielt, als von Seiten des Reichspostministeriums eine große Anzahl von Empfangsstellen in Deutschland errichtet wurde, welche schon jetzt täglich mit den wichtigsten Handels- und ähnlichen Nachrichten versehen werden. Auch wird demnächst dazu übergegangen, solche Empfangsanlagen an Privatpersonen zu vermieten, welche eine bestimmte Gebühr für die Aufnahme des Rundfunks und für die Entleihung der Apparate zu zahlen haben. Vorläufig findet der Rundfunk auf telegraphischem Wege statt.

Der allgemeine Wert der drahtlosen Telephonie gegenüber der drahtlosen Telegraphie besteht darin, daß nach Einbau der fertigen Anlage und Einstellung der Apparate auf die Verkehrswelle die Bedienung äußerst einfach ist und z. B. bei kleineren Anlagen ohne weiteres durch jeden Laien erfolgen kann, während bei Apparaten mit drahtloser Telegraphie stets die Kenntnis der Morsezeichen sowohl beim Senden wie besonders beim Empfang erforderlich ist, um die Telegraphisten in die Lage zu versetzen, Nachrichten von einem Schiff zum anderen weiter zu geben. Es soll nicht verschwiegen werden, daß der große Nachteil des drahtlosen Nachrichtendienstes, welcher darin besteht, daß die Schwingungen nach allen Seiten gehen, und somit auch von jedem beliebigen und geeigneten Empfänger aufgenommen werden können, für die Telephonie insofern noch mehr zur Geltung kommt, als man sich nicht wie bei Telegraphie durch teilweise sehr schwierige Geheimschriften vor einem Mitlesen schützen kann. Es ließen sich allerdings auch beim drahtlosem Fernsprechen gewisse Geheimworte verwenden, jedoch ist diese Methode, wie sich auch im Kriege gezeigt hat, meist sehr unvollkommen. Dem steht andererseits aber wieder gegenüber, daß ein drahtlos telephonischer Verkehr bei weitem rascher zu erledigen ist, als ein drahtlos telegraphischer, abgesehen davon, daß vielfach auch gerade im Wirtschaftsleben die unmittelbare gegenseitige Aussprache erheblich wertvoller ist als der Austausch von Telegrammen.

Um ein Bild von der Wirkung eines telephonischen Rundfunks

zu bekommen, wurden bereits während der Elektroausstellung in Essen sowie während der Herbstmesse in Kiel dieselben Rundfunknachrichten auf drahtlos-telephonischem Wege von Berlin aus übermittelt, und erregte z. B. an der Kieler Börse am 15. 9. 21 berechtigtes Aufsehen, als bereits wenige Minuten nach 11 Uhr vormittags die im Laufe desselben vormittags eingegangenen ausländischen Devisenkurse angeschlagen waren. Man hatte sie telephonisch nach Königswusterhausen und von dort drahtlos nach Kiel übermittelt.

Wenn es sich hierbei immer noch um Versuche handelt, so dürfte doch aus ihnen ersichtlich sein, wie sich die drahtlose Telephonie bei ihrer Einführung in das Wirtschaftsleben bewähren wird. Ersparnis an Zeit und somit an Geld, ferner unmittelbare Aussprache von jedem Ort zu jedem beliebigen anderen Ort. Die Zukunft wird zeigen, ob die drahtlose Telephonie im praktischen Leben die ihr zugedachten Aufgaben erfüllt, dem Wirtschaftsleben und Geistesleben zu dienen.

Australien.

Funkentelegraphie auf weite Entfernung.

Unter Hinweis auf die Genehmigung des Übereinkommens mit der Amalgamated Wireless, Ltd. zur Errichtung von Großfunkenstationen in Australien berichtete der Ministerpräsident Mr. W. M. Hughes von den kürzlich aus England mit gutem Erfolg eingelaufenen Nachrichten, eine Übermittlung, die von der Imperial Conference als unmöglich betrachtet worden wäre. Das Kapital würde 1 000 000 Aktien betragen. Der australische Staat übernimmt die Hälfte davon und hat die Kontrolle, die er auch im Falle einer Kapitalerhöhung beibehalten würde. Das Bundesparlament übermittelte einem den Kammern angeschlossenen Komitee die damit im Wettbewerb stehenden Vorschläge, die Großbritannien direkt unterbreitet wurden. Wird nach Prüfung der eine oder andere Plan mit oder ohne Änderung vergeben, so hat der Ministerpräsident das Recht, den Kontrakt abzuschließen. Interessant ist zu bemerken, daß die von der Lichtbogenstation der Post in Leafield, die während der Fertigstellung der Station in Ägypten mit Harbor Knokt arbeitet, hinausgesandten Nachrichten in Australien aufgenommen werden. Zufolge einer Nachricht aus Sydney veröffentlichen die Morgenblätter in Australien die aus Leafield gesandten Nachrichten, die von der Funkenstation in Perth aufgefangen wurden. Es ist wohl bekannt, daß während der letzten drei Jahre in Australien

und Neuseeland Nachrichten eingingen von verschiedenen Stationen in Frankreich und Italien, die gleicherweise wie in Leafield mit Elwelllichtbogen ausgerüstet waren.

Belgien.

Neue drahtlose Station.

Die belgische Regierung hat der Société Independante Belge de Telegraphie sans Fils den Auftrag auf Errichtung der großen internationalen drahtlosen Station von Ruyssolede, in der Nähe von Brügge, erteilt. Es sollen täglich etwa 60 000 Worte übermittelt werden, im Verkehr mit Nord- und Südamerika und dem Kongo. Die Antennen werden sich 1200 m in die Länge und 400 m in die Breite erstrecken; sie werden von acht 275 m hohen Masten getragen. Die Ausrüstung besteht aus einem Lichtbogenerzeuger Poulsensystem (arc Generator) und einem Hochfrequenz-Wechselstromgenerator. Die Empfangszentrale in Brügge soll mehrere vollständige Anlagesätze umfassen, um den gleichzeitigen Empfang von wenigstens vier verschiedenen Mitteilungen zu ermöglichen. Die belgische Station wird eine Leistung in der Antenne von 500 kW haben, wie die von Croix d'Hins, aber die effektive Höhe wird 30 m mehr betragen als die der letzteren, während der Strom in der Antenne 650 Amp. erreichen und die Arbeitsleistung dreimal so groß sein wird. Die Längen der erzielten Wellen werden etwa 20 000 und 25 000 m betragen, die für den Betrieb der Station erforderliche Kraft 1000 kW.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Deutsche Patentschriften.

Empfangsanordnung.

D. R. P. 349 096. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Patentiert vom 28. 5. 19 ab. Ausgegeben 23. 2. 22. Schaltungsanordnung zur Steuerung von Relais mittels drahtloser Wellenzüge, insbesondere für Schnelltelegraphie. Es werden zwei Gleichrichterröhren verwendet, die in Abhängigkeit voneinander durch die Zeichenimpulse derart gesteuert werden, daß sie wechselweise das Relais in Tätigkeit setzen. Fig. 1 zeigt diese Schaltung. Die von

der Verstärkerschaltung ankommenden verstärkten drahtlosen Wellenzeichen werden durch einen zwischengeschalteten Übertrager V an das Gitter G_1 und die Kathode K_1 des Gleichrichterrohres A weitergegeben. Durch die Batterie B_1 wird an das Gitter G_1 ein Ruhepotential bzw. eine Gegenspannung gelegt, die derart bemessen ist, daß im Ruhezustande, also wenn keine Wellenzeichen empfangen werden, kein Strom

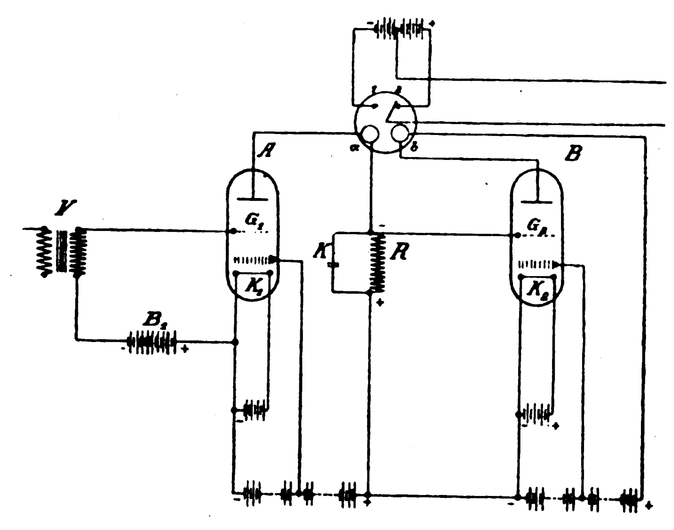


Fig. 1.

durch das Rohr A fließt und dieses somit in bekannter Weise als Gleichrichter arbeitet. In den Anodenkreis des Rohres A ist die Relaiswicklung a und ein Widerstand R geschaltet. Der Strom im Anodenkreis durchfließt gleichzeitig mit der Relaiswicklung a den Widerstand R und erzeugt an dessen Enden eine Spannungsdifferenz. Dasjenige Ende des Widerstandes R, welches das negative Potential aufweist, wird mit dem Gitter G_2 des Rohres B verbunden, während das andere Ende mit dem positiven Potential an der Kathode K_2 des Rohres B anliegt. Der Widerstand R ist nun derart bemessen, daß der durchfließende Gleichrichterstrom an den Widerstandsenden und demnach zwischen Gitter G_2 und Kathode K_2 eine Spannungsdifferenz erzeugt, die genügend groß ist, um in dem zweiten Rohr den Durchtritt von Elektronen durch das Gitter G_2 abzusperren, so daß der Anodenkreis dieses Rohres während der Zeit des Stromdurchflusses durch den Anodenkreis von A stromlos bleiben muß. In dem Anoden-

kreis des Rohres B liegt die Wicklung b des Relais. Wird bei dieser Schaltungsanordnung ein Wellenzeichen auf das Gitter G_1 übertragen, so fließt Gleichstrom durch die Wicklung a des Relais, wodurch die Relaiszungen gegen den Kontakt 1 gelegt wird. Die gleichzeitig mit dem Beginn des Stromflusses am Widerstand R erzeugte Spannungsdifferenz bewirkt die Absperrung des Stromflusses durch das Rohr B. Der Stromfluß durch die Wicklung a des Relais dauert so lange an wie das Wellenzeichen. Wird das letztere abgebrochen, tritt also eine Pause ein, so wird der Anodenkreis der Röhre A durch das Fehlen des Wechselstromes in der Sekundärwicklung des Übertragers V stromlos, da dann die volle Gegenspannung der Battrie B_1 am Gitter G_1 zur Geltung kommt. Hierdurch fällt auch die Spannungsdifferenz an den Enden des Widerstand R fort, so daß nunmehr im Anodenkreis der Röhre B und somit in Relaisspule b ein Strom fließen kann. Die Relaiszunge wird dadurch gegen den Kontakt 2 eingelegt. Durch geeignete Wahl der Anodenspannung und mäßige Regulierung der Heizstromstärke läßt sich erreichen, daß die Relaisspulen a und b bei Strich bzw. Pause die gleiche Stromstärke erhalten.

D. R. P. 349097. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 349096. Patentiert vom 24. 8. 19 ab. Ausgegeben am 23. 2. 22. Schaltungsanordnung zur

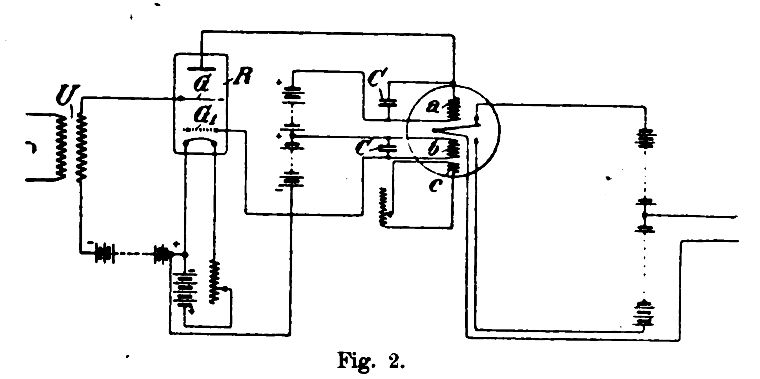


Fig. 2.

Steuerung polarisierter Relais mittels drahtloser Wellenzüge nach Patent 349096, insbesondere für drahtlose Schnelltelegraphie. Zur wechselweisen Erregung beider Relaishälften ist eine durch die ankommenden Zeichenimpulse gesteuerte Gleichrichterröhre R mit Raumladegitter G_1 vorgesehen (siehe Fig. 2), die im Anodenkreis die eine und im Raumladekreis die andere Relaisspule enthält. Dabei ist die

16*

Anordnung so getroffen, daß der Überschuß des maximalen Raumladegitterstromes über den Sättigungsstrom kompensiert wird. Als Kompensationsmittel dient eine über den Polkern der in dem Raumladegitterkreis angeordneten Relaisspule (*b*) gelegte Kompensationsspule (*c*), welche dauernd von dem zur Kompensierung erforderlichen Gleichstrom durchflossen wird. Die Kompensationswicklung wird vorteilhaft gleichfalls an die Hauptbatterie gelegt, weil dadurch bei Spannungsrückgang auch die Kompensationswirkung zugleich mit dem Rückgang des Anodenstromes nachläßt und so auch hier ein zwangläufiger Ausgleich geschaffen wird.

D. R. P. 349098. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 349097. Patentiert vom 8. 5. 20 ab. Ausgegeben am 23. 2. 22. Bei dieser weiteren Ausbildung der Schaltungsanordnung zur Steuerung von Relais nach dem Hauptpatent werden zwecks Erzielung gleichmäßiger und starker Magnetisierungsströme beide Halbperioden der ankommenden Wellen abwechselnd zu Steuerzwecken ausgenützt. Die Betätigung des Relais erfolgt dabei durch zwei im gleichen Sinne durch die ankommenden Wellenzüge beeinflußte Gleichrichterröhren mit Raumladegitter, von denen im Ruhezustand durch die an die Steuergitter angelegten Ruhepotentiale das eine ohne Anodenstrom und das andere mit Maximalanodenstrom arbeitet, wobei um jeden Schenkel der Anodenkreis dieses Rohres und der Raumladegitterkreis des anderen Rohres geführt sind.

D. R. P. 341374. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Patentiert vom 23. 7. 17 ab. Ausgegeben am 30. 9. 21. Zusatz zu D. R. P. 338654, siehe Jahrb. **18,** 314. Empfangseinrichtung für elektrische Schwingungen. Gemäß dem Hauptpatent handelt es sich darum, daß zur Aufnahme der Signalschwingungen zwei auf Grenzfrequenzen für diese abgestimmte, in ihren Wirkungen differentiell geschaltete Schwingungskreise vorgesehen sind. Das Wesen der Anordnung nach dem Zusatzpatent, das den Aufbau vereinfachen und die Wirkungsweise verbessern soll, besteht darin, daß die beiden Schwingungskreise galvanisch zusammengeschaltet sind und auf eine gemeinsame Empfangsvorrichtung unmittelbar einwirken. Beide Schwingungskeise können dabei in Form einer Wheatstoneschen Brücke zusammengeschaltet sein.

D. R. P. 348077. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Patentiert vom 11. 7. 17 ab. Ausgegeben am 28. 1. 22. Empfangseinrichtung für elektrische Schwingungen. Zur Aufnahme der Signalschwingungen sind zwei mit der Empfangsantenne gekoppelte,

in ihren Wirkungen differentiell geschaltete Schwingungskreise mit gleicher, der mittleren Signalfrequenz entsprechender Eigenschwingung, aber verschiedener Dämpfung vorgesehen, bei denen die Intensität der Erregung des Kreises mit der größeren Dämpfung kleiner ist als diejenige des Kreises mit der kleineren Dämpfung.

D. R. P. 347 586, Dr. Fritz Banneitz in Berlin. Patentiert vom 23. 6. 20 ab. Ausgegeben am 25. 1. 22. Empfangsanordnung für drahtlose Schnelltelegraphie. Ein Kondensator 4 (siehe Fig. 3) ist in

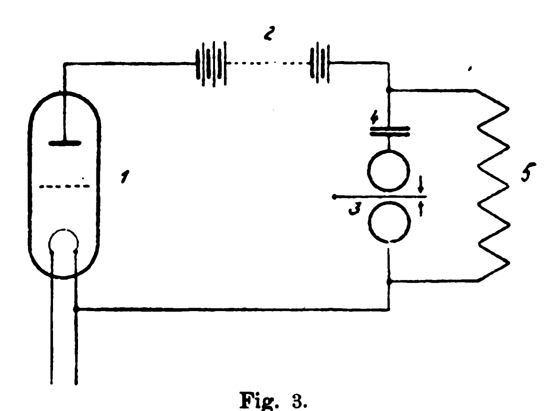


Fig. 3.

Serie mit einem polarisierten Indikatorrelais 3 mit neutraler Einstellung und ein zu beiden parallel liegender Widerstand 5 in den Anodenstromkreis der letzten Gleichrichter- bzw. Verstärkerröhre 1 geschaltet. Zwecks Beseitigung des Singens des Relais kann ein geeigneter Kondensator parallel geschaltet werden.

D. R. P. 349 069, Dr. Fritz Banneitz in Berlin. Patentiert vom 23. 6. 20. Ausgegeben am 23. 2. 22. Empfangsanordnung für drahtlose Schnelltelegraphie. Um als Indikator ein polarisiertes Relais mit neutraler Einstellung verwenden zu können, wird an die Klemmen des Indikators parallel zu dem im Rhythmus der Zeichen ausgelösten Arbeitsstrom ein entgegengesetzt gerichteter Ruhestrom angelegt. Der Arbeitsstrom des Indikators wird mit einer als Gleichrichter wirkenden kleinen Senderröhre gesteuert; in den Ruhestromkreis wird ein regulierbarer Widerstand eingeschaltet, welcher die günstige Einstellung des Gegeneinanderwirkens zwischen Ruhestrom und Arbeitsstrom gestattet.

D. R. P. 343 334, Dr. Marcello Pirani in Berlin-Wilmersdorf. Empfängeranlage zur objektiven Aufnahme funkentelegraphischer Zeichen,

bei der die durch die elektrischen Wellen hervorgerufenen Stromschwankungen vermittelst einer Verstärkerröhre auf ein Gleichstrommeßinstrument oder Gleichstromrelais übertragen werden. Das Wesen dieser Anordnung besteht darin, daß die Verstärkerröhre in demjenigen Bereich ihrer Sättigungskurve arbeitet, in dem der zweite Differential-

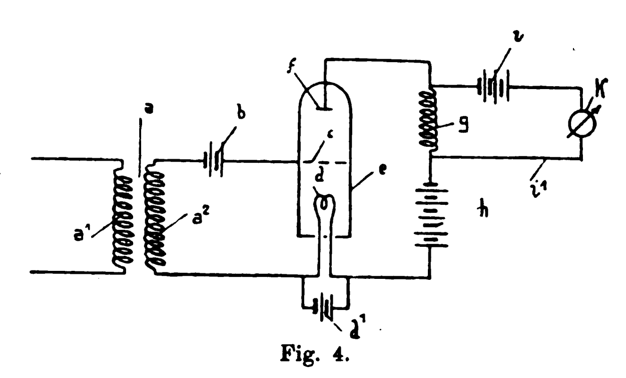


Fig. 4.

quotient der Kurve ein Maximum wird, und daß das Gleichstrominstrument oder -relais (*k* in Fig. 4) zu einem im Anodenkreis liegenden Widerstand *g* über eine Batterie *i* parallel geschaltet wird, deren Spannung so gewählt wird, daß bei unerregter Antenne das Gleichstrominstrument stromlos ist.

D. R. P. 343704, Dr. Heinrich Barkhausen in Dresden-Plauen. Patentiert vom 5. 2. 19 ab. Ausgegeben am 7. 11. 21. Verstärkerschaltung für Vakuumröhren o. dergl. unter Verwendung einer Rückkopplung. Sämtliche zwischen den rückgekoppelten Stellen liegenden Drähte oder Stromkreise enthalten nur Ohmsche Widerstände und Kapazitäten, aber keine Induktionsspulen, so daß keine Schwingungskreise vorhanden sind, in denen durch die Rückkopplung Eigenschwingungen erregt werden können. Die Rückkopplung wird dabei durch eine einen Kondensator enthaltende Leitung hergestellt, welche das Gitter einer Röhre mit einem Punkte des Anodenkreises der nächstfolgenden Röhre verbindet. Die Stärke der Rückkopplung wird dadurch verändert, daß die Rückkopplungsleitung an einer beliebig veränderlichen Stelle eines Widerstandes abzweigt. Außerdem können an sich bekannte Dämpfungswiderstände im Anoden- oder Gitterkreis der Röhren angeordnet werden, zum Zwecke, etwa trotzdem noch entstehende Eigenschwingungen zu unterdrücken. Fig. 5 zeigt eine derartige Schaltung mit vier hintereinander geschalteten Verstärkerröhren.

D. R. P. 341316, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Zusatz zu D. R. P. 332581 siehe Jahrb. **18**, S. 309. Patentiert vom 31. 5. 14 ab. Ausgegeben am 30. 9. 21. Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie. An Stelle der Anodenbeeinflussung

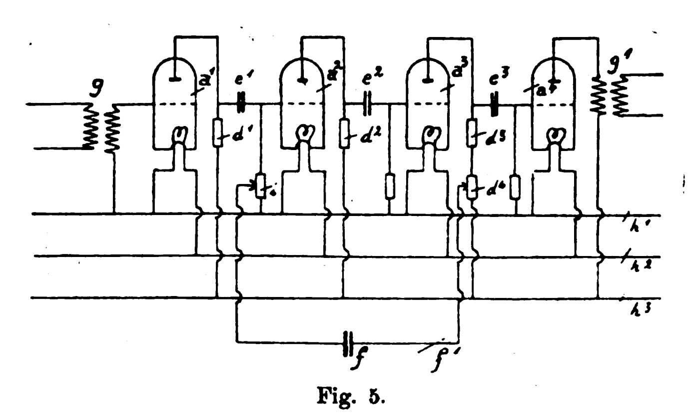


Fig. 5.

durch Wechselstrom gemäß dem Hauptpatent oder außer dieser Beeinflussung wird gemäß diesem Zusatzpatent die Heizung der Kathode bzw. die Hilfsanode (Gitter) mit Wechselstrom hörbarer Frequenz betrieben. Zur Ausscheidung von Störungen fremder Stationen wird der Ton der eigenen Wechselstromquelle gleich dem des störenden Senders gemacht.

D. R. P. 341389, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 14. 6. 18 ab. Ausgegeben am 30. 9. 21. Sende- und Empfangseinrichtung für drahtlose Telegraphie mit Kathodenröhren. Zur Erzielung großer Lautstärken des Empfängers wird hinter dem normalen Kathodenverstärker die eigene Senderöhre der Station beim Empfang als Endlautverstärker benutzt. Beim Umschalten der Senderöhre als Empfangsverstärker wird gleichzeitig die Heizung verringert.

D. R. P. 346804. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Patentiert vom 27. 3. 17 ab. Ausgegeben am 6. 1. 22. Empfangsschaltung für die Zwecke der drahtlosen Nachrichtenübermittlung. Die Detektorspule dient derart als Sekundärkreisspule zwecks wahlweiser Einstellung vom Primär- oder Sekundärempfang, daß die Sekundärkreisspule bei Primärempfang ganz Detektorspule, bei Sekundärempfang teilweise Detektorspule ist, so daß der Detektor bei Sekundärempfang nur an einem Teil der Sekundärspule liegt. Die Umschaltung des Detektors (*d*) und damit die Einschaltung des zu-

gehörigen Spulenbetrags erfolgt durch einen doppelpoligen Schalter (*s* in Fig. 6), so daß die Einstellung der Sekundärkreiskapazität beim Wechseln von Primär- auf Sekundärempfang beibehalten werden kann.

D. R. P. 344621, Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 20. 10. 18 ab. Ausgegeben am 26. 2. 21. Energieübertragungsschaltung bei Vakuumröhren mit einer im Anodenkreis der ersten Vakuumröhre liegenden Spule von hoher Selbstinduktion, dadurch gekennzeichnet, daß die Eigenschwingung der in den Anodenkreis eingeschalteten Selbstinduktion etwa auf die Periodenzahl der zu übertragenden Spannungsschwankungen abgestimmt ist.

D. R. P. 344622, Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 20. 10. 18 ab. Ausgegeben am 26. 2. 21. Audionübertragungsschaltung, bei der in dem Anodenkreis des Audions ein vorzugsweise regelbarer Ohmscher Widerstand liegt und von diesem die einem weiteren Audion- bzw. Verstärkerrohre zuzuleitende Energie entnommen wird, dadurch gekennzeichnet, daß die Übertragung auf ein zweites Audion oder einen ähnlichen Apparat durch einen Schwingungskreis mit oder ohne regelbare Abstimmittel erfolgt.

D. R. P. 340406, Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Karl Rottgardt in Berlin. Patentiert vom 27. 4. 19 ab. Ausgegeben am 9. 9. 21. Einrichtung zum Schwebungsempfang elektrischer Wellen, wobei ein Übertragungssender durch ein bewegliches Kopplungsorgan mit dem Empfänger gekoppelt werden kann, gekennzeichnet durch ein weiteres Kopplungsorgan für den Überlagerungssender, demgegenüber das bewegliche Kopplungsorgan des Überlagerers einstellbar ist.

D. R. P. 344620, Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Patentiert vom 18. 7. 15 ab. Ausgegeben am 26. 11. 21. Empfangsschaltung für drahtlose Telegraphie. Zwecks Ermöglichung eines stetigen Übergangs von aperiodischem zu periodischem Empfang ist die mit der Antenne induktiv gekoppelte Empfangsspule als einpolig frei schwingende Strahlspule ausgebildet und außerdem sind zur Änderung der Welle des Empfangskreises Mittel zur Beeinflussung der Selbstinduktion oder Kapazität der Empfangsspule vorgesehen. Fig. 7 zeigt diese Schaltung. Mit der Empfangsspule (13) ist dabei ein Kondensator (15) in Reihe geschaltet, von dem ein Parallelsystem (16) mit Detektor und Telephon zur Aufnahme elektrischer Wellen abgezweigt ist.

D. R. P. 346676, Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Patentiert vom 24. 2. 20. Ausgegeben am 5. 1. 22. Empfangsanordnung für Telegraphie ohne Draht oder längs Leitungen, dadurch gekennzeichnet,

daß der Antennenkreis gleichzeitig im Anodenkreis einer Schwingungserzeugerröhre und im Gitterkreis einer Verstärkerröhre liegt. Fig. 8 zeigt diese Schaltung. Dort bedeutet 1 eine Rahmenantenne mit Abstimmkondensator 2. 3 ist die Anode einer Dynatronröhre, 4 deren Gitter, 5 die Glühkathode, 6 die Heizbatterie. Zwischen die Klemmen

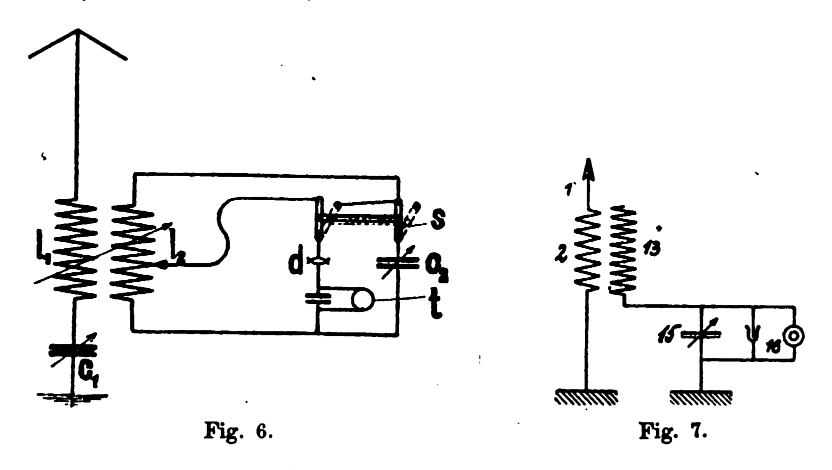


Fig. 6. Fig. 7.

7 und 8 ist die Schwingungsquelle für das Dynatron eingeschaltet. Von den Klemmen des Kondensators führen Leitungen zu Gitter und Kathode einer Verstärkerröhre 9, in deren Anodenkreis eine Batterie

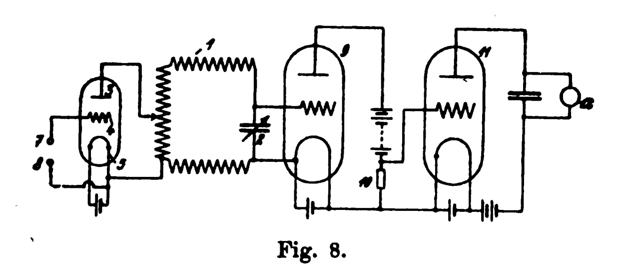


Fig. 8.

sowie ein Silitwiderstand 10 liegt, von welchem eine Leitung zum Gitter der nächsten Verstärkerröhre 11 abgezweigt ist. Im Anodenkreis dieser Röhre liegt ein Blockkondensator und ein Telephon 12.

D. R. P. 341041, Société Française Radio-Electrique in Paris. Patentiert vom 23. 6. 20 ab. Ausgegeben am 23. 9. 21. Unionspriorität 7. 5. 19, Frankreich. Differentialschaltung für Niederfrequenzresonatoren zur Beseitigung aperiodischer Störungen im Empfangskreise

für drahtlose Telegraphie. Der Empfangskreis, in dem eine Hochfrequenzschwingung von einer rhythmisch variierenden Amplitude vorhanden ist, weist einen durch die Hochfrequenzresonatoren beeinflußten Detektorkreis auf, der auf zwei Zwischenkreise einwirkt, von denen der eine eine Selbstinduktion und eine Kapazität enthält, sowie eine Eigenschwingung besitzt, und die beide einen gemeinsamen Anzeigeapparat in entgegengesetztem Sinne beeinflussen. Die Zwischenkreise bilden getrennte Niederfrequenzresonatoren, die annähernd dieselbe

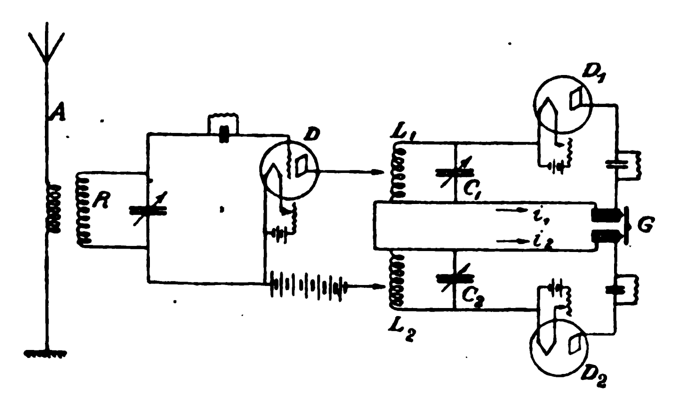


Fig. 9.

Zeitkonstante besitzen, und von denen der eine auf den Rhythmus der Schwingungen und der andere auf eine von diesem Rhythmus verschiedene Periode abgestimmt ist. Dabei werden dem beweglichen System des Anzeigeapparates von den beiden Resonatoren über je einen entsprechenden Detektor zwei entgegengesetzt gerichtete Bewegungen mitgeteilt und die Trägheit des beweglichen Systems ist so bemessen, daß die zu einer Registrierung erforderliche Bewegung nur durch ein genügend lange andauerndes, mehrere aufeinanderfolgende Wellen enthaltendes Signal erzielt wird. Fig. 9 zeigt ein Beispiel der verschiedenen in der genannten Patentschrift dargestellte Schaltungen.

D. R. P. 342809, Anton Ernst Johann Vlug in Scheveningen, Holland. Patentiert vom 27. 7. 19 ab. Ausgegeben am 21. 10. 21. Das Wesen dieser Vorrichtung zur Aufnahme elektrischer Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie besteht in der Anwendung einer konstanten Kopplungsspule in einem unabgestimmten Erdleitungssystem in Verbindung mit einer Sekundärspule, die in der üblichen Weise mit zur Wahrnehmbarmachung einer gewünschten Wellenlänge dienenden Vorrichtungen versehen ist.

D. R. P. 342810, Anton Ernst Johann Vlug in Scheveningen, Holland. Patentiert vom 20. 8. 19 ab. Ausgegeben am 21. 10. 21. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 342809. Gemäß diesem Zusatzpatent wird der Ohmsche Widerstand und insbesondere der Selbstinduktionskoeffizient der Koppelspule mit denjenigen der sie mit den beiden Erdplatten verbindenden Leitungen vollständig oder nahezu übereinstimmend gemacht.

D. R. P. 342811, Anton Ernst Johann Vlug in Scheveningen, Holland. Patentiert vom 29. 8. 19 ab. Ausgegeben am 21. 10. 21. Zusatz zu dem oben behandelten D. R. P. 342809. Zur gleichzeitigen Aufnahme von Telegrammen von mehreren mit verschiedener Wellenlänge arbeitenden Gebestationen werden mehrere Koppelspulen parallel oder in Reihe geschaltet mit der gleichen, nach zwei Punkten der Erde führenden Leitung verbunden; jede dieser Spulen ist mit einem besonderen Sekundärapparat verbunden oder es wird eine einzige Koppelspule für mehrere auf verschiedene Wellenlängen abgestimmte Sekundärspulen verwendet. Der Selbstinduktionskoeffizient der gesamten Koppelspulen soll dabei der gleiche sein wie der die Koppelspule mit der Erde verbindenden Leitungen.

D. R. P. 349001, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin und Dr. G. Hänni in Zürich. Patentiert vom 23. 7. 18 ab. Ausgegeben am 20. 2. 22. Kathodenröhrenverstärker mit mehreren mittels direkter Kopplung in Kaskade geschalteten Röhren. Das Wesen besteht darin, daß an sich bekannte aus Spulen oder Widerständen bestehende aperiodische Anodenkopplungen benützt werden, wobei jedoch die Impedanzen dieser Elemente im Verhältnis zu den inneren Wechselstromwiderständen der Röhren für niedrige Frequenzen so klein gewählt werden, daß die Übertragungsspannungen zur nächsten Röhre für diese Frequenzen an den Kopplungselementen möglichst klein werden; hiermit wird bezweckt, die Anordnung zur selektiven Hochfrequenzverstärkung in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie benutzen zu können.

D. R. P. 348754, Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 12. 4. 19 ab. Ausgegeben am 16. 2. 22. Empfangs- und Sendeanordnung für Hochfrequenztelephonie und -telegraphie. Das Empfangsorgan (Telephon bzw. Telephonübertrager) ist im Gitterkreis einer mit Rückkopplung versehenen Entladungsröhre (Audion) angeordnet; in Reihe mit dem Empfangsorgan im Gitterkreis der Röhre ist ein Mikrophon (oder Mikrophonübertrager) behufs Benutzung der Einrichtung als Sender angeordnet.

Schwingungserzeugung.

D. R. P. 349273, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 9. 12. 19. ab. Ausgegeben am 25. 2. 22. Kaskadenanordnung für Frequenztransformatoren. Diese Anordnung bezieht sich auf solche Frequenztransformatoren, bei denen der mittlere Kraftlinienweg im Eisen kleiner als die mittlere Windungslänge gewählt und dem Kern die Gestalt eines Hohlzylinders von kleinem Durchmesser und verhältnismäßig großer Länge gegeben ist. Solche Frequenztransformatoren sind z. B. in D. R. P. 336022 (vgl. Jahrb. **18**, S. 392) behandelt. Gemäß D. R. P. 349273 sollen nun bei einer Kaskadenanordnung die einzelnen Transformatoren der Kaskade gleichen Kerndurchmesser, jedoch eine im Verhältnis zur Frequenzerhöhung verringerte Kernlänge besitzen.

D. R. P. 341287, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 25. 4. 19 ab. Ausgegeben am 6. 10. 21. Schaltungsanordnung für ruhende Frequenzumformer. Das Wesen besteht darin, daß ein und dieselben Abstimmittel sowohl für den

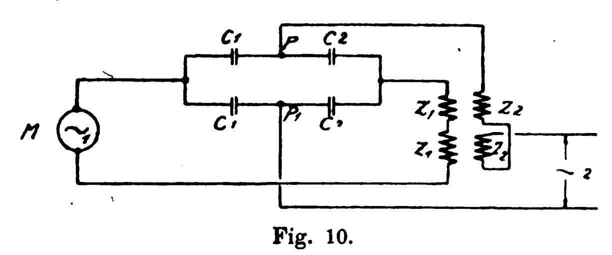


Fig. 10.

primären wie für den sekundären Stromkreis dienen, siehe Fig. 10. Die Abstimmittel des einen Stromkreises werden dabei aus zwei gleichen und parallelen Zweigen gebildet, so daß an den Punkten gleichen Potentials der andere Stromkreis angeschlossen werden kann, ohne daß dabei beide Kreise sich schädlich beeinflussen.

D. R. P. 349272, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 18. 6. 19 ab. Ausgegeben am 27. 2. 22. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 341287. Es werden hier Teile der Abstimmittel durch Teile oder die Gesamtheit der Wicklungen des Umformers selbst ersetzt. In der Patentschrift sind fünf verschiedene derartige Schaltungen dargestellt.

D. R. P. 349068, C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Patentiert vom 8. 10. 15 ab. Ausgegeben am 23. 2. 22. Zusatz zu D. R. P. 303321 siehe Jahrb. **18**, S. 295. Zur Erzeugung von Schrill-

tönen bei Funkensendern ist der Rotor zwei- oder mehrpolig ausgebildet. Auf dem Rotor ist eine besondere Wicklung (*w* in Fig. 11) angebracht, die an Schleifringe gelegt und in dem Erregerstromkreis eingeschaltet ist. Die Anordnung kann auch, wie Fig. 12 zeigt, so getroffen werden, daß auf dem Rotor eine Kurzschlußwicklung (*b*) angeordnet ist.

D. R. P. 348656, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 26. 1. 18 ab. Ausgegeben am 13. 2. 22.

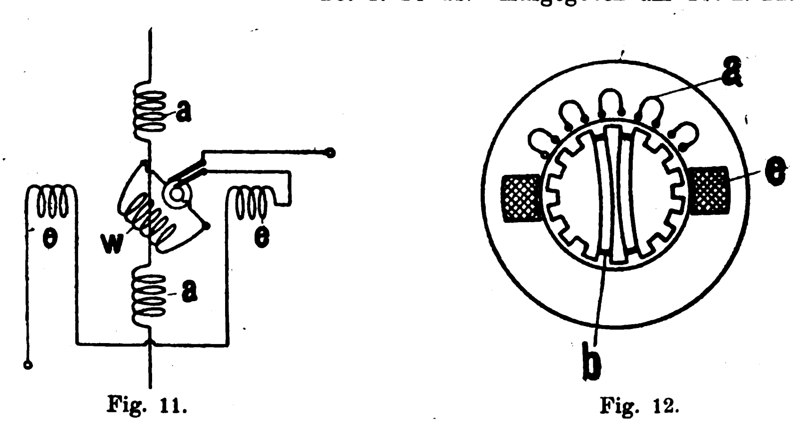


Fig. 11. Fig. 12.

Bezieht sich auf eine Einrichtung zum Betrieb von zur Schwingungserzeugung dienenden Kathodenröhren, die eine oder mehrere Zwischenelektroden von erhöhter Spannungsempfindlichkeit aufweisen; zum Zweck einer gleichmäßigen Belastung des Glühfadens wird ein- oder mehrphasiger Wechselstrom zur Heizung der Kathode benutzt, wobei zur Konstanthaltung des Heizstroms die Felderregung der Wechselstrommaschine übersättigt und in den Heizstrom eine Drossel geschaltet ist.

D. R. P. 348911, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. und Walter Schäffer in Berlin. Patentiert vom 10. 9. 18 ab. Ausgegeben am 21. 2. 22. Schaltungsweise zur Unterdrückung nicht gewollter Schwingungen bei Kathodengeneratoren, dadurch gekennzeichnet, daß die Röhrenkopplung durch Zuschalten von Zusatzkondensatoren, Selbstinduktionen, Widerständen oder auf die nicht gewollte Frequenz abgestimmten Kreise derart bemessen wird, daß sie für die nicht gewünschte Schwingung ungünstiger als für die gewollte Schwingung ist, wobei die erwähnten besonderen Hilfsmittel zur Schwingungserzeugung der normalen Wellen keine Mitwirkung haben.

D. R. P. 348995, Johannes Nienhold in Berlin. Patentiert vom 1. 2. 18 ab. Ausgegeben am 21. 2. 22. Einrichtung zur Verstärkung und Erzeugung ungedämpfter nieder- oder hochfrequenter Schwingungen mittels Entladungsgefäßen. Als Elektronenquelle dient hier ein von außen nicht beeinflußter, bei konstantem Entladungspotential in Edelgas brennender Licht- oder Glimmbogen, der nicht zu der den verstärkten Strom aufnehmenden Anode, sondern zu einer von dieser Anode durch das Steuergitter getrennten vierten Elektrode übergeht.

D. R. P. 340467, Peder Oluf Pedersen in Frederiksberg b. Kopenhagen. Patentiert vom 10. 11. 20 ab. Ausgegeben am 10. 9. 21. Unionspriorität 5. 8. 20, Dänemark. Bogengenerator zur Erzeugung von elektrischen Schwingungen, bei dem ein elektrischer Bogen dazu gebracht wird, in einem magnetischen Feld zu wandern. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß sich der Bogen während seiner Wanderung von der Zündungslage bis zur Löschungslage durch ein Magnetfeld von wachsender Stärke bewegt und daß der Augenblickswert dieses Feldes für die beiden Bogenhälften an der Anode und der Kathode verschieden sein kann.

D. R. P. 348963, Marconis Wireless Telegraph Company Ltd. in London. Patentiert vom 23. 6. 20 ab. Ausgegeben am 20. 2. 22. Unionspriorität 8. 9. 17, Großbritannien. Sendeeinrichtung zur Erzeugung kurzer Wellen für die drahtlose Telegraphie mit einem Selbstinduktion, Kondensator und Funkenstrecke enthaltenden Schwingungskreis. Das Wesen besteht darin, daß jeder dieser drei Teile symmetrisch zu einer gemeinsamen Achse angeordnet ist. Die beiden Platten des Kondensators werden dabei von gleichachsigen Zylindern gebildet.

D. R. P. 346564, C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof und Dr.-Ing. Leo Pungs in Charlottenburg. Patentiert vom 31. 10. 19 ab. Ausgegeben am 2. 1. 22. Vorschaltdrosselspule für Hochfrequenzgeneratoren, deren Induktivität für schnelle Stromänderungen wesentlich geringer ist als für langsame, dadurch gekennzeichnet, daß die Drosselspule Hilfswindungen besitzt, welche in sich oder über einen bestimmten Widerstand geschlossen sind. Die Drosselspule kann auch mit metallischen Zylindern oder Ringen bestimmter Stärke versehen sein, welche von dem Hauptfeld induziert werden.

D. R. P. 346675, Marius Latour in Paris. Patentiert vom 2. 7. 20 ab. Ausgegeben am 5. 1. 22. Unionspriorität 23. 6. 19, Frankreich. Hochfrequenzstromerzeuger für Zweiphasenstrom, dadurch gekennzeichnet, daß die Lückenzahl des Stators zu der Anzahl der Polvorsprünge des Rotors im Verhältnis 4 : 3 steht und der Rotor lamelliert oder mit einer den Statorfluß abschirmenden Dämpfungsvorrichtung versehen ist.

Verfahren zum Senden und zum Gegensprechen.

D. R. P. 347199, Dr. Erich M. von Hornbostel in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 19. 11. 19 ab. Ausgegeben am 17. 1. 22. Verfahren und Vorrichtung zur Signalgebung und Signalempfang. Die einzelnen Signale werden aus zwei Schällen mit sehr kurzer Zwischenpause gebildet, die Schälle den beiden Ohren des empfangenden Beobachters getrennt zugeführt und die Signale vom Beobachter an der scheinbaren Schallrichtung erkannt.

D. R. P. 349002, Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 26. 5. 17 ab. Ausgegeben am 20. 2. 22. Verfahren zur drahtlosen Nachrichtenübermittlung unter Benutzung einer Senderanlage mit Vakuumröhre und Wechselstromquelle. Es wird eine Wechselstromquelle mit einer im Bereich der musikalischen Töne liegenden Periodenzahl verwendet und der Empfang durch Überlagerung lokaler Hilfsschwingungen gleicher oder fast gleicher Frequenz hervorgerufen.

D. R. P. 348964, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 28. 3. 20 ab. Ausgegeben am 27. 2. 22. Gegensprechschaltung für drahtlose Telephoniestationen mit Wellenwechsel zwischen Sende- und Empfangswelle. Beim Anruf werden auf der anrufenden Station automatisch Sende- und Empfangswelle miteinander vertauscht, während auf der angerufenen Station durch die ankommenden Wellen die selbsttätige Umschaltung blockiert wird. Der Anruf der verschiedenen Stationen erfolgt durch Impuls- oder Resonanzsender und Empfänger. Außer dem automatischen Wellenwechsel sind auch Handumschalter vorgesehen, die jedoch ebenso wie die automatischen Schalter bei Beendigung des Verkehrs automatisch in Ruhelage zurückgebracht werden.

D. R. P. 349355, Fritz Albrecht und Johannes Türk in Charlottenburg. Patentiert vom 7. 1. 20 ab. Ausgegeben am 28. 2. 22. Anordnung zum gleichzeitigen Senden und Empfangen mit verschiedener oder gleicher Wellenlänge für drahtlose oder Leitungswellentelephonie unter Anwendung einer Kompensationsschaltung. Das kompensierende Schaltelement liegt mit dem Empfangskreis, dessen Schwankungen (soweit sie vom eigenen Sender herrühren) zu kompensieren sind, hintereinander mit dem durch ein negatives Gitterpotential sehr hoch gehaltenen Widerstand Gitter-Kathode, so daß jede Beeinflussung des Empfangskreises durch die Kompensationselemente infolge des sehr hohen Widerstandes Gitter-Kathode verhindert wird.

Hochfrequenzmeßgeräte und Meßverfahren.

D. R. P. 349003 Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 15. 6. 18 ab. Ausgegeben am 20. 2. 22. Verfahren zum Wellenmessen für Schwebungsempfang mit ungedämpften Schwingungen. Außer den veränderlichen Elementen des Wellenmeßkreises werden besondere Abstimmelemente im Meßkreis verwendet, die entsprechend den verschiedenen Wellen so bemessen sind, daß mit den gleichen veränderlichen Elementen bei steigender Frequenz eine in Stufen annähernd proportional wachsende Einstellgenauigkeit des Wellenmessers erhalten wird. Zur Durchführung dieses Meßverfahrens wird ein Kondensator verwendet mit einer stufenweise auswählbaren Kapazität, die parallel mit dem Abstimmkondensator und in Serie mit der stufenweise zu schaltenden Selbstinduktion des Wellenkreises verbunden ist.

D. R. P. 348680, Dr. Fritz Kock in Charlottenburg. Patentiert vom 27. 3. 20 ab. Ausgegeben am 14. 2. 22. Meßgerät für die Wechselstrom- und Hochfrequenztechnik. Kock verknüpft und vereinigt die übliche Wellenmessersendeanordnung und die übliche Wellenmesserempfangsanordnung mit einer Kapazitätsmeßbrückenanordnung, z. B. einer solchen, welche im Prinzip der Seibtschen Meßbrücke entspricht, zu einer Gesamtanordnung, indem ein und derselbe Meßkondensator in allen drei Schaltungsarten zur Verwendung kommt.

Selbstinduktionsspulen und regelbare Drosselspulen.

D. R. P. 347757 Edouard Binard in Chatelet. Patentiert vom 16. 10. 20 ab. Ausgegeben am 24. 1. 22. Unionspriorität 10. 8. 20, Frankreich. Selbstinduktionsspule für Ströme von hoher Frequenz, bei der die benachbarten Windungen der Wicklung auf einer mit radialen Einschnitten versehenen Scheibe in der Weise angeordnet sind, daß sie sich in den Einschnitten kreuzen. Den bisher bekannten Selbstinduktionsspulen ähnlicher Bauart gegenüber besteht das Wesen der Erfindung darin, daß der Draht, anstatt von einem Einschnitt zu dem nächsten zu gehen, unmittelbar zu einem entfernter liegenden Einschnitt geht, indem er die dazwischen liegenden Einschnitte überspringt. Fig. 13 zeigt diese Art der Wicklung. Auf diese Weise erhält man die Möglichkeit, eine viel größere Zahl von Windungen auf der Spule unterzubringen, so daß bei gleicher Füllung und bei Verwendung gleichen Drahtes die erhaltene Selbstinduktion viel größer ist als bei der bisher üblichen Wicklung des Drahtes auf einer Scheibe mit Einschnitten.

D. R. P. 346192, Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin und Dr.-Ing. Ludw. Kühn in Charlottenburg. Patentiert vom 10. 10. 18

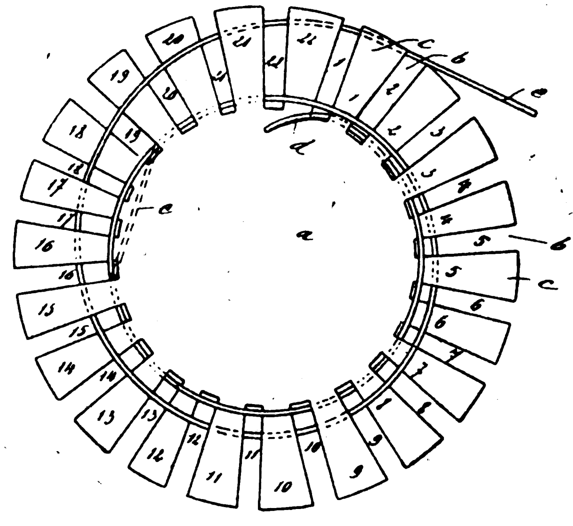


Fig. 13.

ab. Ausgegeben am 27. 12. 21. Regelbare Drossel zur Veränderung von Wechselstromstärken, insbesondere für die Zwecke der Hochfrequenztechnik; auf dem Eisenkern (*a b*, siehe Fig. 14) sind zwei Spulen

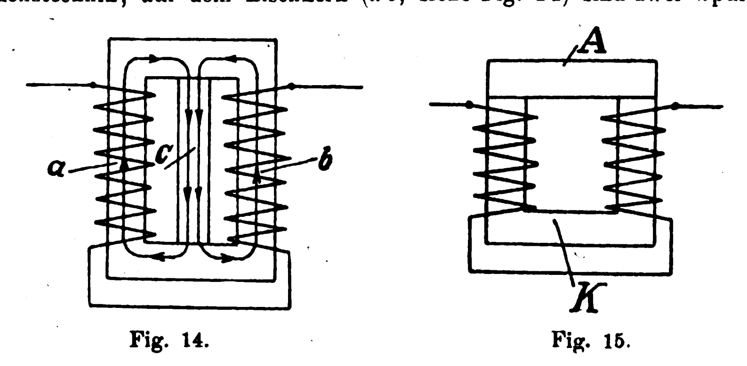


Fig. 14. Fig. 15.

systeme von einander entgegengesetzten Magnetisierungswirkungen aufgebracht und es ist eine einen Ausgleichsweg für die beiderseitigen Kraftlinien bietende magnetische Brücke *c* vorgesehen; zwecks Regelung der Selbstinduktion kann die magnetische Brücke in den Eisen-

kernweg eingeschaltet bzw. daraus mehr oder weniger entfernt werden. Die Erfinder führen in der Patentschrift aus, daß die bekannte Ausführung einer Drossel gemäß Fig. 15, bei der durch Veränderung der Luftspaltlänge zwischen dem mit der Wicklung versehenen Kern K und dem Anker A der magnetische Widerstand und dadurch die Selbstinduktion verändert wird, den Nachteil hat, daß selbst bei völlig entferntem Anker die Selbstinduktion immer noch einen Wert darstellt, der ziemlich groß ist im Verhältnis zum Höchstwert der Selbstinduktion. Bei der Anordnung nach dem genannten Patent dagegen (Fig. 14) soll der Mindestwert der Selbstinduktion, also nach vollständiger Entfernung der magnetischen Brücke c, praktisch gleich Null gemacht werden können.

Anmerkung der Redaktion:

Ein Literaturverzeichnis konnte dieser Nummer nicht eingereiht werden, da die Vorbereitungsarbeiten für die in moderner Anordnung erfolgende Ausarbeitung nicht rechtzeitig abgeschlossen werden konnten. Das mit kurzen Inhaltsangaben versehene, in nächster Nummer beginnende Verzeichnis wird von den Herren Oberregierungsrat Eales, Dr. Gehne und Dr. Lübben bearbeitet. Wir sagen auch an dieser Stelle Herrn Dr. M. Zickner, der die Literaturzusammenstellung bisher bewirkt hat, unseren besten Dank. Die Redaktion.

Bücherbesprechungen.

Franz Aigner, Unterwasserschalltechnik, Grundlagen, Ziele und Grenzen. 322 Seiten mit 134 Figuren. Verlag von M. Krayn. Berlin 1922.

Eine zusammenfassende Darstellung der gesamten Unterwasserschalltechnik wurde seit langem von vielen Physikern und Technikern sehnsüchtig erwartet. Es ist mit besonderer Freude zu begrüßen, daß die erste große Arbeit von Franz Aigner herrührt und fast noch erfreulicher ist es, wie er diese an sich nicht leichte Aufgabe gelöst hat. Immer und auch an denjenigen Stellen, an denen sich Tabelle und Formel nicht gänzlich vermeiden ließen, ist der physikalische Zusammenhang gewahrt, die Ausführung flüssig und elegant und auch für den Laien interessant.

Es ist eine fast neue Welt, welche sich da auf diesem Gebiet der angewandten Physik auftut, um die in den letzten Jahrzehnten ziemlich vernachlässigte Akustik zum Gegenstand der Erörterung zu machen. Schallfeld, Strahlen mittler und erster Ordnung, Schallsenken u. a. sind Begriffe, die eine physikalische Prägung erhalten haben.

Außer diesen Grundlagen behandelt das Buch, seinem Titel entsprechend, die Signalgebung unter Wasser, die akustische Peilung und Vermessung, Telegraphie und Telephonie, Leitung und anderes mehr. Neben

den Arbeiten der Signalgesellschaft ist den besonders interessanten Erfindungen und Konstruktionen des aus der drahtlosen Telegraphie her rühmlichst bekannten R. A. Fessenden ein breiter Raum gewährt.

Umfangreiche Tabellen, Sach- und Literaturverzeichnisse erleichtern Studium und Nachforschung des Werkes, dem weiteste Verbreitung zu wünschen ist.

Trotz des großen Materials und Umfangs ist es der Verlagsbuchhandlung gelungen, den Preis mit 125.— Mk. niedrig zu halten. Dementsprechend ist die Ausstattung anzuerkennen. Eugen Nesper.

Franz Anderle, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Fünfte vermehrte Auflage. 275 Seiten mit 249 Figuren. Verlag von Fr. Deuticke, Leipzig und Wien.

Die Entwicklung der F.-T. bei der Behörde im alten Österreich, wurde hauptsächlich durch Franz Leist und Eugen Winkler (Marine) sowie Franz Anderle (Heer) bewirkt. Industriell war man, außer den mustergültigen Variometerkonstruktionen Georg Schiefersteins, die später Allgemeingut der ganzen Technik wurden, fast ganz vom Ausland abhängig. Schon sehr frühzeitig hatte Anderle den Sieg des ungedämpften Systems geahnt und sich für den einzigen damaligen Repräsentanten desselben, das Poulsensystem, ins Zeug gelegt Es war nun sein Mißgeschick, daß dieses System von einer inländischen Firma verballhornt wurde und sich infolgedessen lange Zeit nicht der Effekt einstellen wollte, den Anderle erhofft hatte. Die große von ihm auf diesem Gebiet geleistete Arbeit ist dann schließlich dem Röhrensystem mit zugute gekommen.

Schon infolge dieser Vorgeschichte verdient das Anderlesche Buch ein besonderes Interesse. Es kommen aber noch andere sehr wesentliche Vorteile in Betracht. Anderle wollte ein leicht faßliches flott geschriebenes Lehrbuch bringen. Und das ist ihm geglückt. Der beste Beweis sind die fünf Auflagen in knapp 10 Jahren, trotz des langen die Neuauflage stark behindernden Krieges.

Das Buch schildert: gewöhnliche Funken (dabei werden die Grundbegriffe des elektrischen Schwingungskreises auseinandergesetzt), Schwingungen in der Antenne und deren Ausstrahlung, Empfangsanordnungen, Tönende Löschfunken, Poulsensche Lichtbogenschwingungen, Gleichstrom- und andere Tonsender, Röhrensender und Empfänger, Mehrfachempfangsanordnungen, gerichtete Telegraphie usw.

Bei einer Neuauflage, welche sicherlich bald folgen wird, hat man den Wunsch, daß die Röhrenanordnungen ausführlicher und die Hochfrequenzmaschinen und Transformatoren, welche heute für Großstationen allein in Betracht kommen, neu in das Buch aufgenommen werden, ohne daß sein gerade jetzt handlicher Umfang allzusehr hierdurch belastet wird.

Die Ausstattung des Buches ist recht gut und zweckentsprechend.

Eugen Nesper.



Kurze Mitteilungen.

(Beiträge aus dem Leserkreis erbeten.)

Radiostation auf Mont Blanc. Schweizerischen Zeitungsnachrichten zufolge ist auf dem Gipfel des Mont Blanc eine Funkstation eröffnet worden. Diese soll in erster Linie wissenschaftlichen Zwecken dienen, wird aber auch für die Hochtouristik herangezogen werden. — Es wäre sehr erwünscht, wenn alle meteorologischen Warten mit ausreichenden drahtlosen Stationsmitteln versehen würden, um im ständigen täglichen Austausch untereinander endlich einmal wieder einen ausreichenden Witterungsbericht zu erhalten. Die drahtlose Nachrichtenübermittlung könnte sich auf diesem Gebiet gerade in der Jetztzeit, wo die Fäden mit den meteorologischen Auslandsstationen noch nicht wieder völlig hergestellt zu sein scheinen, ein besonderes Verdienst erwerben.

Radiotelephonie in Nord-Amerika. Die Radiotelephonie in Nord-Amerika, mindestens aber im Stadtkreis New York, scheint sich augenblicklich sehr erheblicher Beliebtheit seitens des Publikums zu erfreuen. Wie berichtet wird, sendet eine Station der Westinghouse Comp. in Newark mit 300 m Wellenlänge stündlich die neuesten Nachrichten aus, veranstaltet Radiotelephonkonzerte usw. Infolgedessen haben sich sehr viele, insbesondere Vergnügungslokale eine Radiotelephonanlage angeschafft, so daß auf einer großen Anzahl von Privathäusern Empfangsantennen ausgespannt sind. Die Tageszeitungen veröffentlichen die täglichen Konzertprogramme. Das Radiotelephon ist also in Amerika populär geworden. Die Empfangsapparate werden in allen Warenhäusern und vielen sonstigen Läden verkauft und kosten je nach der Ausstattung zwischen 7 und 220 Dollar das Stück. E. Nesper.

Persönliches. Herrn Dr. Adolf Franke, Vorsitzenden des Vorstandes der Siemens & Halske A. G., wurde in Anerkennung seiner Verdienste um die Meßtechnik usw. von der Technischen Hochschule Charlottenburg die Würde eines Dr.-Ing. e. h. verliehen. Auch auf dem Gebiete der drahtlosen Nachrichtenübermittlung hat Dr. Franke bahnbrechend gewirkt.

Briefe an die Schriftleitung.

(Der Abdruck zur Veröffentlichung eingesandter Briefe erfolgt ohne Verbindlichkeit der Schriftleitung.)

Über den Erdwiderstand von Antennen. Unter diesem Titel veröffentlicht A. Meissner in Bd. 18, S. 322 dieses Jahrbuchs eine Darstellung, welche der Berichtigung bedarf.

Zieht man eine Reihe geometrisch ähnlicher Antennen in Betracht, deren Abmessungen sich durch die Länge l bestimmen, so hängt der Erdwiderstand R von 4 Größen ab, nämlich von der Länge l, der Schwingungsdauer τ, der Leitfähigkeit σ der Erde und ihrer Dielek-

trizitätskonstante ε; ist insbesondere der Verschiebungsstrom in der Erde gegen den Leitungsstrom zu vernachlässigen, so kommt ε in Fortfall, so daß R nur von den 3 Parametern (l, τ, σ) abhängt. Diese Abhängigkeit theoretisch zu ermitteln, ist mir bisher nicht gelungen. Im Falle des Gleichstromes hat man

$$R_1 = \varphi \cdot \frac{1}{l\,\sigma} \quad (\varphi \text{ Zahlwert}) \tag{1}$$

Dringt hingegen das elektromagnetische Feld wie eine Welle in die Erde ein, so gilt eine Formel von der Bauart der Rayleighschen:

$$R_2 = \psi \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau\,\sigma}} \quad (\psi \text{ Zahlwert}). \tag{2}$$

In vielen Fällen liegt der Erdwiderstand der Antennen zwischen Grenzen, die durch (1) bzw. (2) gegeben sind.

Auf Grund der Maxwellschen Gleichungen habe ich (1919) einen Satz über Modelle von Antennen abgeleitet (abgedruckt im Jahre 1920). Es seien l, l' die Längen, τ, τ' die Schwingungsdauern zweier ähnlicher Antennen; es sei

$$l' = \alpha\, l, \qquad \tau' = \alpha\, \tau; \tag{3}$$

ferner sei für die Erde

$$\varepsilon' = \varepsilon, \qquad \sigma' = \frac{1}{\alpha} \cdot \sigma, \tag{4 a}$$

d. h. den beiden Antennen komme gleiche D.K., aber verschiedene Erdleitfähigkeit zu, so daß $\sigma' l' = \sigma l$ ist. Unter diesen Voraussetzungen gilt der Satz: Der Erdwiderstand der beiden Antennen ist gleich:

$$R' = R. \tag{5 a}$$

Um meinen Satz auf eine im Verhältnis α verkleinerte Modellantenne anzuwenden, müßte man eine Erde haben, deren Leitfähigkeit im Verhältnis $\frac{1}{\alpha}$ vergrößert ist; dann kann auch der Verschiebungsstrom berücksichtigt werden, der proportional ist zu $\frac{\varepsilon'}{\tau'} = \frac{\varepsilon}{\alpha\,\tau}$, und daher von α in derselben Weise abhängt, wie der Leitungsstrom.

A. Meissner legt nun seiner Arbeit einen anderen Satz zugrunde, den er irrtümlicherweise mir zuschreibt; er setzt nämlich, außer (3), voraus

$$\varepsilon' = \varepsilon, \qquad \sigma' = \sigma, \tag{4 b}$$

und behauptet, daß unter diesen Umständen gelte

$$R' = \frac{1}{\alpha} R \tag{5 b}$$

d. h. bei gleicher Leitfähigkeit der Erde soll der Erdwiderstand den Längsabmessungen umgekehrt proportional sein. Diesem Meissnerschen Satz kann nun eine allgemeine Bedeutung nicht zukommen. Er gilt zwar im Falle (1) des Gleichstromes, wo man nach (3, 4 b) hat

$$R_1' = \frac{1}{\alpha} R_1 ,$$

aber schon im Falle (2), wo

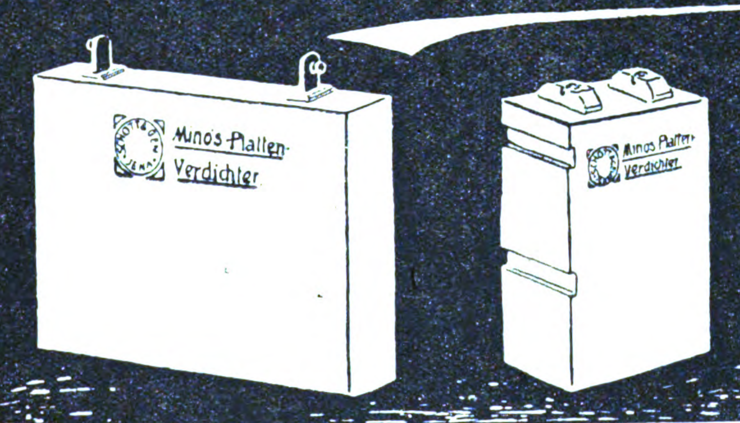
$$R_2' = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \cdot R_2$$

wird, trifft er nicht zu. Lediglich dem Umstande, daß der Erdwiderstand oft zwischen den Grenzen (1) und (2) liegt, ist es zuzuschreiben, daß qualitativ der Satz von Meissner bisweilen nicht sehr von der Wirklichkeit abweicht. Er wird indessen ganz falsch, wenn der Verschiebungsstrom in Frage kommt (gemäß der Annahme von Howe). Bei der Modellantenne kann der Verschiebungsstrom gegenüber dem Leitungsstrome ins Gewicht fallen, während er bei dem vergrößerten Maßstab noch zu vernachlässigen ist; dann kann selbstverständlich keine einfache Beziehung für die Widerstände der Antenne, bzw. ihres Modells gelten.

Für die Kenntnis des Erdwiderstandes ist es von geringem Wert, wenn man vereinzelte Messungen herausgreift, die sich auf eine elektrisch unbekannte Erde beziehen. In jedem Falle muß die Leitfähigkeit (unter Umständen auch die D.K.) der Erde gemessen werden, etwa auf Grund der von mir angeregten und von R. v. Traubenberg und Pusch (Physik. Zeitschr. 20, S. 150, 1919) durchgeführten Methode. Ohne solche Messungen kann der Übergang vom Modell zur Großstation unter Umständen zu groben Fehlern führen.

M. Abraham.

Glas-Kondensatoren



„Minos" Platten-Verdichter

Schott & Gen. Glaswerk, Jena

Für jede gewünschte Kapazität und Spannung

WB

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 19. April 1922. Heft 4.

Inhalt.

Manuskripte für das *Jahrbuch*, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 2*[I], zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10, Genthinerstraße, 39* Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über niederfrequente Beeinflussung eines Elektronen-Relaisgenerators.

Von **E. Mauz** und **J. Zenneck.**

Sowohl in der drahtlosen Telephonie bei Gitterbesprechung als bei Elektronenrelais-Tonsendern ist die grundlegende Frage die, wie sich die Amplitude der Hochfrequenzschwingung des Generators ändert, wenn auf das Gitter eine niederfrequente Spannung wirkt. Einen Beitrag zu dieser Frage sollen folgende Versuche liefern.

I. Anordnung.

Die Anordnung war schematisch diejenige von Fig. 1, in der CL den HF-Kondensatorkreis,[1]) S die Rückkoppelungsspule, W eine veränderliche NF-Spannung und V eine regelbare Gittervorspannung be-

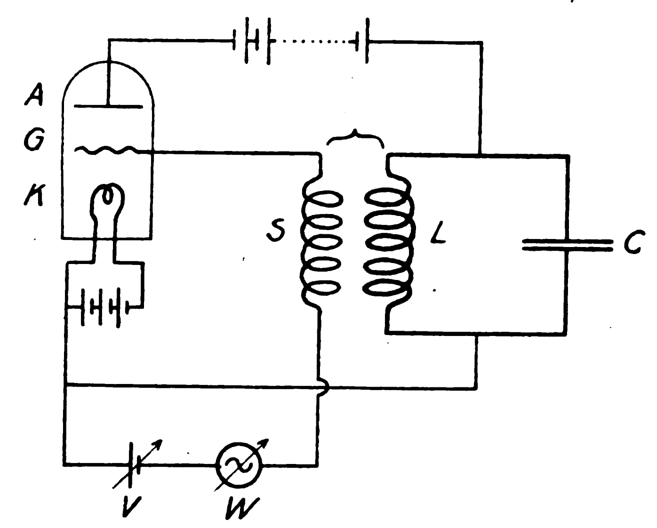


Fig. 1.

deutet. Die tatsächlich gebrauchte Schaltung zeigt Fig. 2. Darin ist C' ein Kondensator von ca. 2 μF, der die Anodenbatterie für HF-Schwingungen überbrückt. P_1 und P_2 sind Potentiometer, welche die Gleichspannung der Batterie V bzw. die Wechselspannung, die von der Maschine M geliefert wird, zu verändern gestatten.

1) Im folgenden ist für die Hochfrequenz bzw. Niederfrequenz die Abkürzung HF bzw. NF gebraucht.

Zur Untersuchung der Schwingungen diente eine Braunsche Röhre (Br. R.[1]) für elektrische und magnetische Ablenkung. Die Ablenkungsplatten P' und P'' waren an den Kondensator C angelegt; die vertikale Ablenkung des Flecks auf dem Schirm der Braunschen Röhre geschah also durch die HF-Schwingungen. Der NF-Strom, der

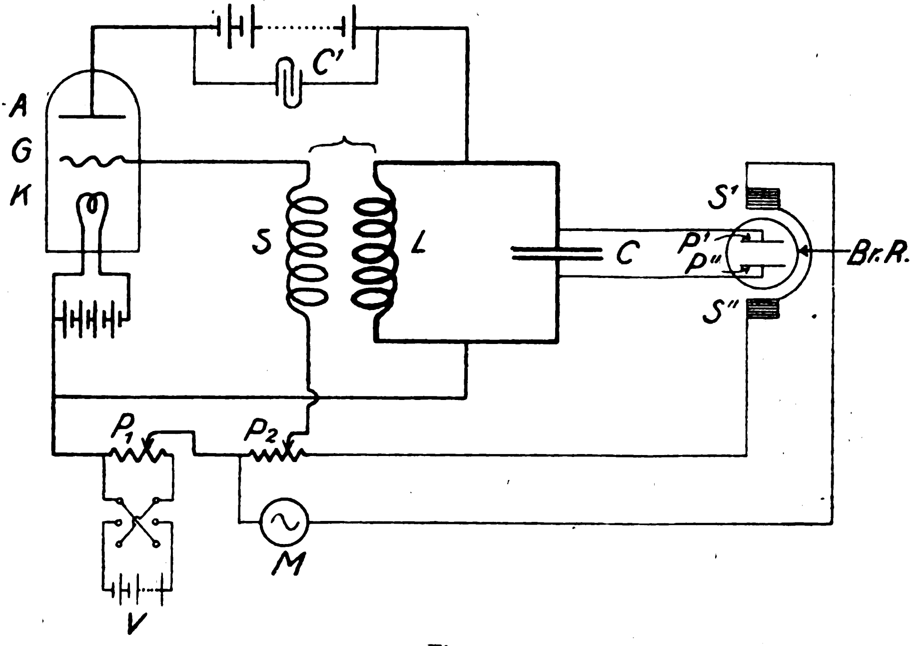


Fig. 2.

das Potentiometer P_2 durchfloß, bewirkte durch die Spulen S' und S'' eine horizontale Ablenkung des Flecks, die mit der NF-Spannung im Gitterkreis gleichphasig war.[2])

Die Dimensionen waren folgende:

C = Drehkondensator mit Ölfüllung auf ca. 0,0034 μF eingestellt.

L = Litzendrahtspule von ca. $1{,}95 \cdot 10^6$ cm Induktivität.

S = Spule von $13{,}8 \cdot 10^6$ cm Induktivität.

1) Bezogen von der Firma E. Gundelach-Gehlberg i. Thür.

2) Diese Gleichphasigkeit wurde sichergestellt dadurch, daß statt des Gitterkreises die Ablenkungsplatten P' und P'' an das Potentiometer P_2 angelegt wurden. Der Fleck auf dem Schirm der Braunschen Röhre beschrieb dann eine schräge Gerade ohne jede Andeutung einer ellipsenförmigen Verbreiterung.

Wellenlänge = ca. 4900 m.
V = zwischen 0 und $\pm$ 30 Volt.
Effektive Spannung der Maschine M = 65 Volt, Frequenz derselben $\approx$ 50/Sek.

Das verwendete Elektronenrelais gehörte zur Type RS 19 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie. Die Röhre war absichtlich größer

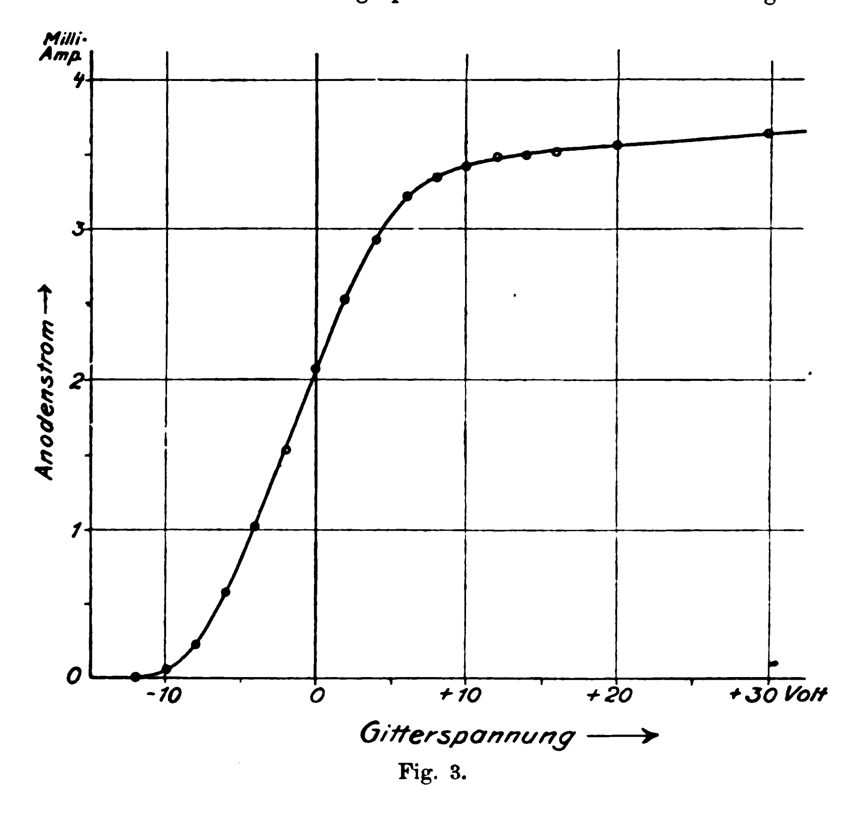


Fig. 3.

gewählt als die Versuche gefordert haben würden. Infolge davon bekam man die durchaus genügende Emission von ca. 4 mA schon bei einem Heizstrom von 3,4 A. statt des normalen von 4,5 A. Bei dieser schwachen Heizung genügten dann 800 Volt Anodenspannung, um den Mittelpunkt der Charakteristik ungefähr auf die Gitterspannung 0 zu legen. Die Charakteristik, die man unter diesen Betriebsbedingungen erhielt, war diejenige von Fig. 3.

Die photographische Aufnahme der auf dem Schirm der Braun-

schen Röhre entstehenden Figuren erfolgte durch ein Buschobjektiv Mod. W, Brennweite = 107 mm, Öffnung f: 2,1; die Camera stand dabei in der Verlängerung der Achse der Braunschen Röhre. Die benützten Platten waren photomechanische Platten der Firma Kranseder-München (sog. Kranz VIII). Damit die Braunsche Röhre stets auf das günstigste Vakuum eingestellt werden konnte, war sie dauernd an die Pumpe angeschlossen.

II. Die Versuche.

a) Zum Verständnis der im folgenden besprochenen und auf den Tafeln V und VI reproduzierten Aufnahmen sei folgendes vorausgeschickt:

Wird bei unserer Anordnung der Fleck der Braunschen Röhre nur durch den NF-Strom abgelenkt, so schwingt er längs einer horizontalen Mittellinie. Wird er nur durch die HF-Spannung beeinflußt, so erfolgt seine Schwingung in vertikaler Richtung. In beiden Fällen erscheinen die Umkehrpunkte, die den Amplituden entsprechen, besonders hell. Wirken beide Schwingungen auf den Fleck, so sieht das Auge, da eine Auflösung der HF-Schwingungen infolge der geringen horizontalen Ablenkung nicht erfolgt, eine Fläche, deren obere und untere helle Grenzlinie ein Maß für den zeitlichen Verlauf der Amplitude der HF-Schwingungen gibt.

Da die horizontale Ablenkung durch einen merklich sinusförmigen Strom erfolgt, so entstehen dieselben Bilder, wie wenn man eine Periode der wirklichen Amplitudenkurve (Ordinaten proportional der Amplitude, Abszissen proportional der Zeit) auf einen Kreiszylinder zusammenbiegen und ihre Parallelprojektion betrachten würde. Es entspricht also das Bild von Versuch 1 einer der Zeit nach konstanten HF-Amplitude, die Bilder von Versuch 2 bzw. 5 bzw. 7 Amplitudenkurven, wie sie Fig. 4 darstellt.[1])

Solche Aufnahmen lassen an sich die zeitliche Aufeinanderfolge der Erscheinungen nicht erkennen: das Vorzeichen der Zeit ist unbestimmt. Dieses ist deshalb durch eingezeichnete Pfeile angegeben.

b) Um zunächst einen Überblick darüber zu gewinnen, wie die

1) Bei dieser Methode, welche einer von H. Rukop und J. Zenneck (Ann. Phys. 44, S. 97—111, 1914) verwendeten analog ist, wird der zeitliche Verlauf der Amplitudenkurve in der Nähe der Maximalwerte der Niederfrequenzspannung (Umkehrpunkte) mangelhaft wiedergegeben. Man kann dem abhelfen, indem man dem ablenkenden Niederfrequenzstrom eine Phasenverschiebung gegen die Niederfrequenzgitterspannung erteilt (z. B. 2 Phasen einer Mehrphasenmaschine verwendet).



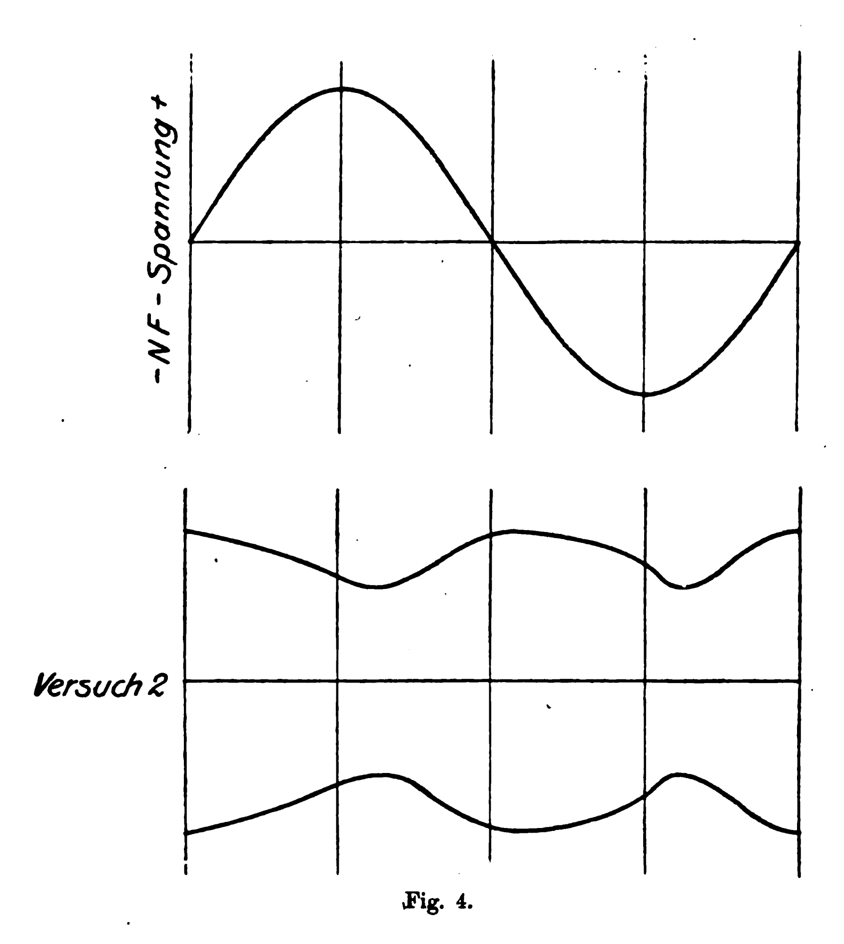


Fig. 4.

Amplitude der HF-Schwingungen durch eine der Zeit nach konstante Gitterspannung und durch die Stärke der Rückkoppelung beeinflußt wird, wurden beide geändert und jeweils die Amplitude der HF-Spannung am Kondensator C mit einem dafür eingerichteten Quadrantelektrometer gemessen. Den Einfluß der Rückkoppelung bei der Gitterspannung Null (Ruhepunkt annähernd = Mittelpunkt der Charakteristik, vgl. Fig. 3) zeigt Fig. 5. Abszissen dieser Figur sind die Werte von M/L, worin M den wechselseitigen Induktionskoeffizienten der Spulen L und S (Fig. 2) und L die Induktivität der Spule L von Fig. 2 bedeutet. Die Ordinaten geben die HF-Amplitude in Prozenten ihres Maximalwertes bei $M/L = 0{,}235$.

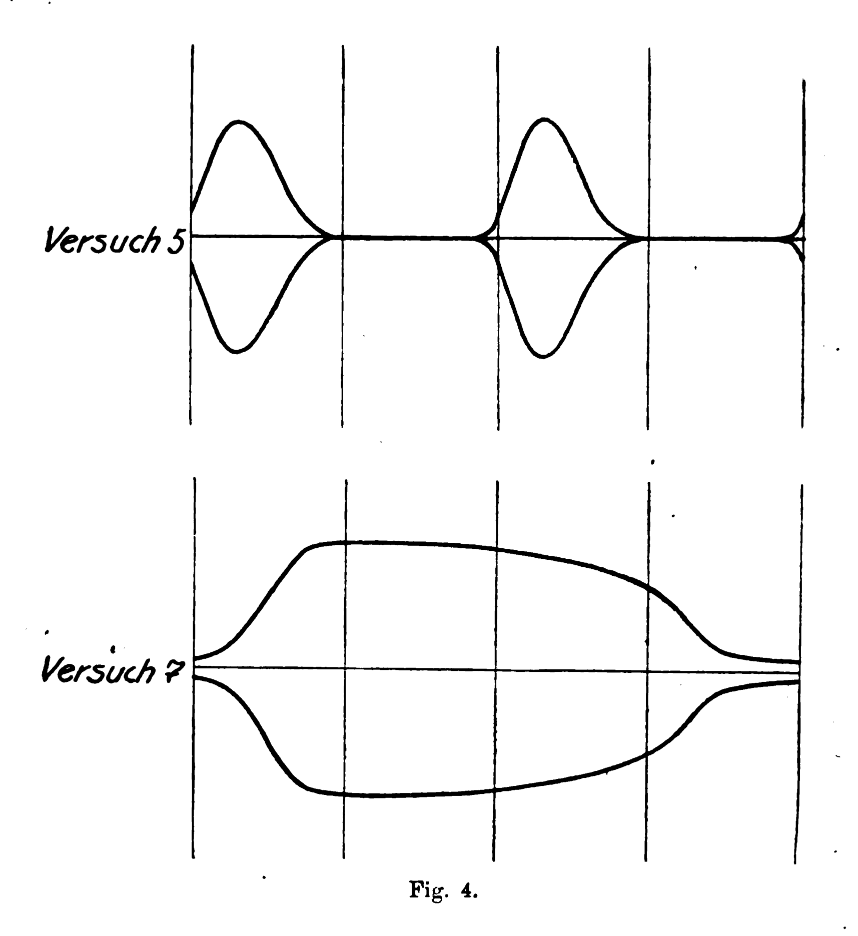


Fig. 4.

Die Fig. 6, 7 und 8 stellen die Abhängigkeit der HF-Amplitude von der Gitterspannung dar und zwar Fig. 6 bei der verhältnismäßig festen Rückkoppelung $M/L = 0{,}315$, Fig. 7 Kurve a bei einer mittleren Rückkoppelung $M/L = 0{,}175$ und Fig. 8 bei der verhältnismäßig losen Rückkoppelung $M/L = 0{,}100$. Die Kurve b von Fig. 7 entspricht derselben Rückkoppelung wie die Kurve a, aber einem um 10 % größeren Widerstand des Schwingungskreises. Weitere Versuche über den Einfluß des Widerstandes bei dieser Rückkoppelung zeigten, daß die Amplitude der HF-Schwingungen unter diesen Bedingungen ziemlich genau $\sim 1/\sqrt{R}$ wird, wenn R der gesamte Widerstand des Schwingungskreises ist. Aus den Fig. 6 und 8 folgt, daß

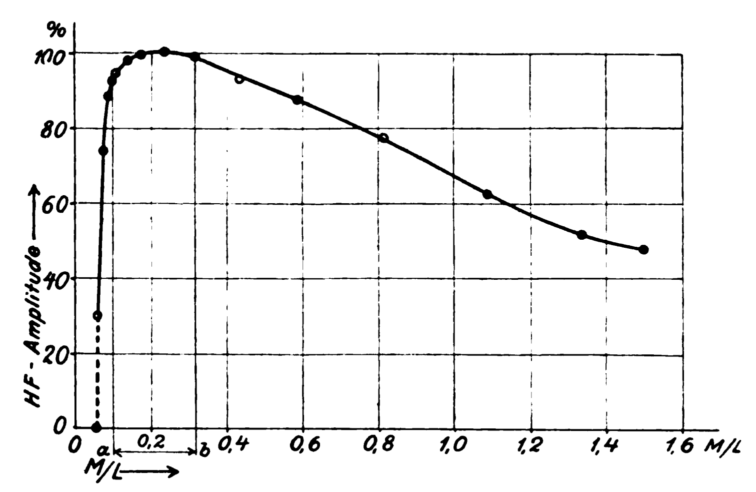


Fig. 5.

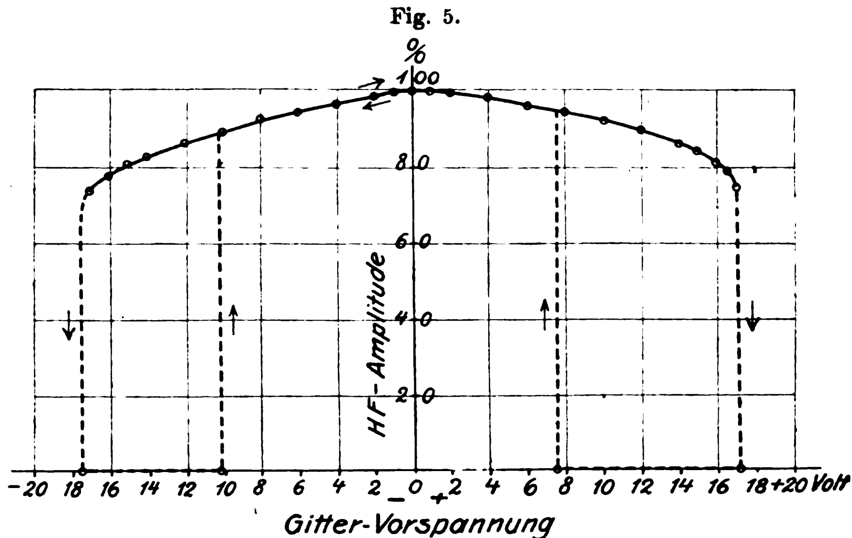


Fig. 6.

1. der Bereich, innerhalb dessen sich die HF-Amplitude ändern läßt, um so größer ist, je loser die Rückkoppelung ist,
2. bei loser Rückkoppelung zur Erzielung einer bestimmten Änderung der HF-Amplitude eine viel kleinere Gitterspannung genügt als bei fester,
3. die Gitterspannungen, bei denen die HF-Schwingungen ein- bzw. aussetzen, um so näher zusammenrücken, je loser die Rückkoppelung ist.

c) Bei den Versuchen mit NF-**Wechselspannung** im Gitterkreis wurde einmal die Amplitude dieser NF-Spannung und dann die kon-

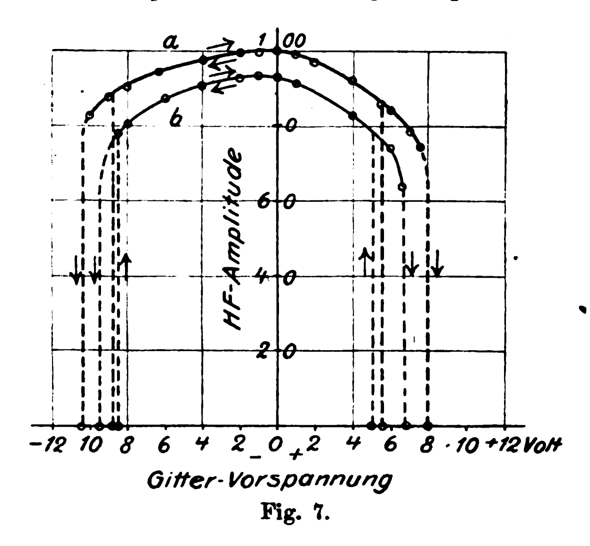


Fig. 7.

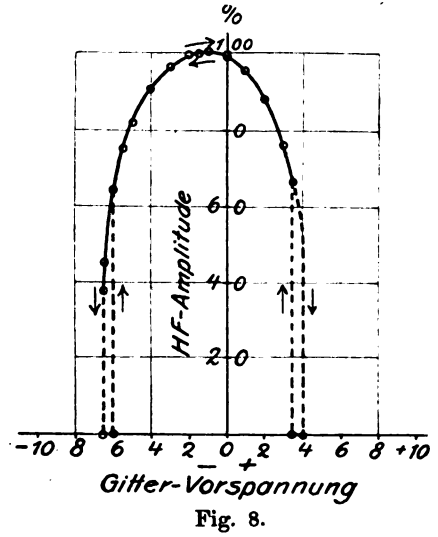


Fig. 8.

stante Gittervorspannung variiert. Um zu veranschaulichen, auf welchen Gebieten der Charakteristik bei den einzelnen Versuchen gearbeitet wurde, sind in der schematischen Figur 9 jeweils die Bereiche inner-

halb deren die NF-Gitterspannung schwankte, durch ausgezogene Linien eingetragen. Die Rückkoppelung wurde stets in dem Bereiche gehalten,[1]) innerhalb dessen die Amplitude der ungestörten HF-Schwingungen sich nicht oder nur sehr wenig vom maximal erreichbaren Wert unterscheidet (*a*—*b* in Fig. 5).

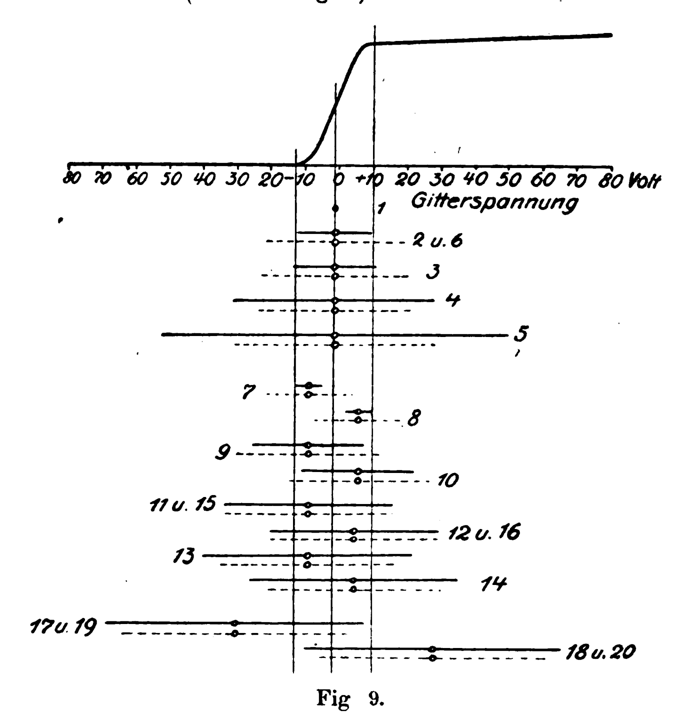


Fig 9.

Bei der ersten Gruppe von Bildern (Versuch 1—5) lag der Ruhepunkt merklich auf der Mitte der Charakteristik (vgl. Fig. 9). Dazu war eine ganz kleine Gittervorspannung von ca. — 1,2 Volt nötig; sie wurde auf Grund des möglichst symmetrischen Aussehens der Figur eingestellt und unterschied sich nur ganz wenig von dem Wert, der eine maximale HF-Amplitude lieferte (vgl. Fig. 6—8). Die einzelnen

1) Die Werte der Rückkoppelung waren
M/L = 0,100 bei den Versuchen 2, 3, 6, 7, 8
= 0,140 „ „ „ 9, 10
= 0,175 „ „ „ 11, 12, 17. 18
= 0,236 „ „ „ 1, 4, 13, 14, 15, 16, 19, 20
= 0,315 „ „ „ 5.

Bilder dieser Gruppe unterscheiden sich alle nur durch die Amplitude der NF-Gitterspannung. — Das Bild von Versuch 1, bei dem die Amplitude der niederfrequenten Gitterspannung 0 war, soll nur zeigen, daß bei unserer Einstellung die unbeeinflußten HF-Schwingungen auf dem Schirm der Braunschen Röhre eine Ablenkung derselben Größe ergeben wie der NF-Strom. —

Bei Versuch 2 erstreckt sich die NF-Gitterspannung eben in die gekrümmten Teile der Charakteristik (vgl. Fig. 9, Versuch 2). An diesen Stellen zeigt die Aufnahme eine geringfügige Abnahme der Amplitude. Dieselbe Erscheinung wiederholt sich bei Versuch 3 in verstärktem Maße, da hier die NF-Gitterspannung etwas weiter in den gekrümmten Teil der Charakteristik hereinragt (vgl. Fig. 9, Versuch 3).

Unter den Bedingungen der Versuche 4 und 5 geht die NF-Gitterspannung (vgl. Fig. 9) auf die merklich horizontalen Teile der Charakteristik über. An diesen Teilen setzt die HF-Schwingung allmählich aus, um erst wieder einzusetzen, wenn die NF-Gitterspannung auf den geradlinigen steilen Mittelteil der Charakteristik gelangt ist.

Bei Versuch 5 reicht die Zeit, während welcher sich die NF-Gitterspannung auf den merklich geraden Mittelteil der Charakteristik bewegt, nicht mehr aus, um die HF-Amplitude bis auf ihren ungestörten Betrag (Versuch 1) aufschaukeln zu lassen.

Um den Einfluß des Widerstandes im Schwingungskreis CL zu untersuchen, wurde dieser Widerstand um ca. 10 % erhöht. Wurden im übrigen die Bedingungen für Versuch 2 hergestellt, so erhielt man das Bild von Versuch 6 Abgesehen davon, daß bei diesem größeren Widerstand die maximale Amplitude etwas kleiner ausfällt, genügt jetzt schon die eingestellte NF-Gitterspannung, um ein Aussetzen der HF-Schwingungen herbeizuführen (vgl. dazu die beiden Kurven von Fig. 7).

d) Die besprochenen Versuche haben das Gemeinsame, daß die periodische Änderung der HF-Amplitude die doppelte Frequenz besitzt wie die aufgedrückte NF-Gitterspannung. Soll die HF-Amplitude sich in demselben Tempo ändern, wie die aufgedrückte Gitterspannung — eine selbstverständliche Forderung der drahtlosen Telephonie —, so muß der Ruhepunkt aus der Mitte der Charakteristik herausgerückt, d. h. es muß bei einer Charakteristik wie es diejenige von Fig. 3 ist, eine erhebliche Gittervorspannung verwendet werden. Mit einer solchen sind die Versuche 7—20 gemacht und zwar war bei den Versuchen mit ungeraden Nummern die Gittervorspannung negativ, bei den Versuchen mit den geraden Nummern positiv.

Bei den Versuchen 7—16 war die Gittervorspannung so gewählt daß der Ruhepunkt schon auf dem gekrümmten Teil der Charakteristik lag, aber eine Selbsterregung der HF-Schwingung noch eben zuließ (vgl. Fig. 9). Im Gegensatz dazu lag bei den Versuchen 17 bis 20 der Ruhepunkt auf einem horizontalen Teil der Charakteristik, so daß hier die HF-Schwingungen weder sich von selbst erregten, noch auch wenn sie bei einer anderen Vorspannung erregt waren, bestehen blieben.

Nach den Aufnahmen der Versuche 7 und 8 dauern die HF-Schwingungen unter den Bedingungen dieser Versuche (vgl. Fig. 9) während der ganzen NF-Periode an. Sie zeigen nur eine periodische Änderung der Amplitude. Bei den Versuchen 9 und 10, wo die NF-Gitterspannung weiter auf die horizontalen Teile der Charakteristik hinüberragt, setzen die HF-Schwingungen während eines erheblichen Teiles der NF-Periode aus.

Wird die Amplitude der NF-Gitterspannung noch weiter gesteigert (Versuch 11 und 12), so geht dieselbe durch den steilen, nahezu geradlinigen Teil der Charakteristik auf den gegenüberliegenden horizontalen Teil über, und in diesem zeigt sich dann eine zweite Abnahme der HF-Amplitude während jeder NF-Periode. Dieser Prozeß, der bei den Versuchen 11 und 12 eben angedeutet ist, führt bei den Versuchen 13 und 14, bei denen die Amplitude der NF-Gitterspannung noch größer ist, zu einem zweimaligen Aussetzen der HF-Schwingungen während einer NF-Periode. Es bekommt also hier trotz erheblicher Gittervorspannung die periodische Änderung der HF-Amplitude wieder eine Frequenz, die doppelt so groß ist, wie diejenige der aufgedrückten NF-Gitterspannung.

Für die Bedingungen, unter denen die Versuche 17 und 18 angestellt wurden, ist wesentlich, daß die Gittervorspannung weit im horizontalen Teil der Charakteristik liegt und daß die Amplitude der NF-Gitterspannung nur eben bis an das jenseitige Ende des steilen Teiles der Charakteristik, aber nicht darüber hinaus geht. In diesem Fall werden die HF-Schwingungen nur einmal während jeder NF-Periode erregt und die Änderung der HF-Amplitude erhält die Frequenz der NF-Gitterspannung.

Um auch in diesen Fällen den Einfluß des Widerstandes im Schwingungskreis zu demonstrieren, wurden die Bilder der Versuche 15, 16 und 19, 20 aufgenommen. Dabei sind die Bedingungen der Versuche 15 bzw. 16 im übrigen dieselben wie diejenigen der Versuche 11 bzw. 12; nur war der Widerstand im Schwingungskreis

ca. 10 % höher. Die Bilder von den Versuchen 15 und 16 sind kaum verschieden von denjenigen der Versuche 13 und 14; es sei demnach auf das verwiesen, was bei der Besprechung dieser letzteren Versuche ausgeführt wurde. Die Versuche 19 und 20 unterscheiden sich von den Versuchen 17 und 18 nur dadurch, daß bei 19 und 20 der Widerstand des Schwingungskreises um ca. 50 % größer war. Die Bilder der Versuche 19 und 20 zeigen gegenüber von den entsprechenden Bildern (Versuche 17 und 18) für kleineren Widerstand im Schwingungskreis nur eine kleinere HF-Amplitude und etwas früheres Erlöschen der HF-Schwingungen.

e) Die im vorhergehenden besprochenen Bilder sind nicht bei derselben Rückkoppelung aufgenommen. Es wurde vielmehr die Rückkoppelung in jedem Falle so eingestellt, daß das betreffende Bild möglichst stabil wurde. Tatsächlich ließen sich alle Bilder in genau oder nahezu genau derselben Form bei einer einzigen mittleren Rückkoppelung erhalten. Die Amplituden der NF-Gitterspannung, die bei einer solchen mittleren Rückkoppelung und zwar $M/L = 0{,}175$ nötig waren, um das betreffende Bild herzustellen, sind in Fig. 9 bei jedem Versuch gestrichelt eingetragen. Ein Vergleich dieser Werte mit den in Fig. 9 durch ausgezogene Linien angegebenen, läßt erkennen, daß die Amplitude der niederfrequenten Gitterspannung, die zur Herstellung irgend eines Bildes notwendig ist, um so größer ausfällt, je stärker die Rückkoppelung ist. Beim Operieren mit verschiedenen Widerständen im Schwingungskreis zeigte sich, daß man durch Verstärkung der Rückkoppelung imstande ist, den Einfluß des Widerstandes bis zu einem gewissen Grade zu kompensieren.

f) Zum Schluß sei noch auf folgende gemeinsame Eigenschaften der reproduzierten Bilder hingewiesen:

1. Unter den Bedingungen, unter denen die Versuche gemacht wurden (vgl. insbesondere die Charakteristik von Fig. 3) verlaufen die Erscheinungen rechts und links vom Mittelpunkt der Charakteristik fast vollkommen symmetrisch.

2. In den Bildern aller Versuche sind die HF-Amplituden, die demselben Momentanwert der niederfrequenten Gitterspannung entsprechen, ganz verschieden, je nachdem die letztere im Zu- oder Abnehmen begriffen ist. Ein spezieller Fall dieser Erscheinung ist die bekannte auch durch die Fig. 6—8 illustrierte Tatsache, daß beim Elektronenrelaisgenerator (wie übrigens auch beim Lichtbogengenerator) die Bedingungen für das Einsetzen ganz andere sind, als diejenigen für das Aussetzen vorhandener Schwingungen.



Zu bemerken ist noch, daß die Form der Bilder abhängt von der Geschwindigkeit, mit welcher die HF-Gitterspannung die Charakteristik durchläuft, d. h., von der Frequenz des NF-Wechselstromes. Versuche, die wir mit 500-periodigem Wechselstrom machten, ohne im übrigen die Verhältnisse zu ändern, ergaben nichts prinzipiell Neues. Aber die dabei erhaltenen Bilder zeigten mehr oder weniger große Unterschiede in der Art, wie die HF-Amplitude ansteigt oder abfällt, und die Bilder, bei denen die HF-Schwingungen während eines verhältnismäßig großen Teiles der NF-Periode aussetzen, waren nicht oder nur unter ganz engbegrenzten Bedingungen zu erhalten.

Für die drahtlose Telephonie mit Gitterbesprechung ergibt sich aus den beschriebenen Erscheinungen, daß nur schwache Rückkoppelung und ein Ruhepunkt in der Nähe eines der beiden Kniee der Charakteristik in Betracht kommen kann (vgl. Versuch 7 und 8).

Über die Verhältnisse beim Elektronenrelais-Tonsender gedenken wir in kurzem das Resultat weiterer Versuche mitzuteilen.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München.

(Eingegangen am 16. 2. 1922.)

Zur Analyse von Wechselströmen mittels der Braunschen Röhre.

Von **Georg Joos** und **Eberhard Mauz.**

1. Zur Bestimmung des Stromverlaufes mittels einer Braunschen Röhre für elektrische und magnetische Ablenkung[1]) kann man den Fluoreszenzfleck das eine Mal durch das magnetische Feld eines vom Strome durchflossenen Spulenpaares ablenken; eine weitere Ablenkung senkrecht zur ersten erreicht man durch das elektrische Feld zwischen den Platten, dessen Spannung man von den Enden einer vom Strome durchflossenen Selbstinduktionsspule (oder eines Kondensators) abnimmt.

Das insbesondere auch für Hochfrequenz verhältnismäßig leicht ausführbare Verfahren[2]) liefert geschlossene Kurven, aus denen unseres Wissens zum erstenmal F. F. Martens[3]) den zeitlichen Stromverlauf

1) A. Wehnelt, Ber. d. D. Phys. Ges. **1**, S. 29, 1903.

2) W. König, Phys. Ztschr. **9**, S. 788, 1908. S. Subkis, Jahrb. **5**, S. 554, 1911. H. Yagi, Proc. of the Institute of Radio Engineers **4**, S. 376, 1916.

3) F. F. Martens, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, S. 65, 1919. F. F. Martens und G. Zickner, Jahrb. **15**, S. 275, 1920.



berechnet hat. Bei der praktischen Bedeutung des Verfahrens hielten wir es für gerechtfertigt, im folgenden eine graphische Auswertungsmethode anzugeben, die wir auf Anregung von Herrn Prof. Dr. J. Zenneck ausgearbeitet haben. Diese liefert die gesuchte Stromzeitkurve auf vorwiegend zeichnerischem Wege und kommt damit der Vorliebe der Technik für graphische Methoden entgegen.

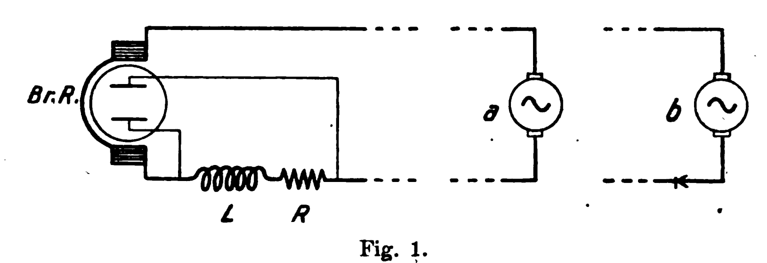


Fig. 1.

2. Die an den Enden der Selbstinduktion L (Fig. 1) auftretende Spannung beträgt $e = L \frac{d\,i}{d\,t}$. Die Spannungsablenkung ist also proportional zu $\frac{d\,i}{d\,t}$; die dazu senkrechte Stromablenkung ist proportional zu i. Die Kurven stellen also in rechtwinkligen Koordinaten

$$q\,L \frac{d\,i}{d\,t} = f(i) \tag{1}$$

(q Proportionalitätsfaktor) dar.

Legt man die $+\,i$-Achse (Fig. 2) in die Richtung der Ablenkung bei positivem Strom — die „positive" Richtung des Stromes kann noch willkürlich angenommen werden, die Vorzeichen der anderen Größen sind damit festgelegt —, die $+\,e$-Achse in die Ablenkung bei positiver Spannung (entsprechend positivem $\frac{d\,i}{d\,t}$) und läßt sich wie in vorliegender Arbeit die $+\,e$-Achse durch Drehung im Uhrzeigersinn in die $+\,i$-Achse überführen, so durchläuft der Leuchtfleck die Kurve im Uhrzeigersinn. Denn die an den Enden der Selbstinduktion herrschende Spannung eilt dem Strome um $\frac{\pi}{2}$ voraus. Entsprechend diesem Umlaufsinn beziffern wir die vier Quadranten des Koordinatensystems wie in Fig. 2.

Gesucht ist nun aus Gleichung (1) der zeitliche Verlauf

$$i = F(t) \tag{2}$$

In Gleichung (1) lassen sich die Veränderlichen trennen zu

$$q\,L\,\frac{d\,i}{f(i)} = d\,t \tag{3}$$

hieraus

$$t = q\,L \int \frac{d\,i}{f(i)} + \text{const.} \tag{4}$$

Die Konstante legt nur den Anfangspunkt der Zeitrechnung fest; sie kann gleich Null gesetzt werden. $f(i)$ wird nun im allgemeinen keine durch einen geschlossenen analytischen Ausdruck darstellbare

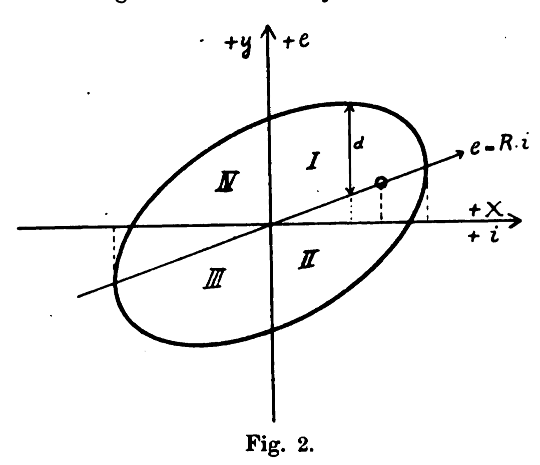


Fig. 2.

Funktion sein; man muß deshalb die Integration graphisch ausführen. Gleichung (4) zeigt, daß wir zunächst eine Kurve $\frac{1}{f(i)}$ zeichnen müssen und diese integrieren, woraus sich dann bis auf den Maßstabsfaktor $q\,L$ der zeitliche Verlauf ergibt.

3. Am einfachsten Fall, daß die von der Braunschen Röhre gelieferte Kurve ein Kreis ist, sei dies näher erläutert (Fig. 3). Es sei also, wenn wir in der üblichen Weise ein X-Y-System einführen ($i = x$, $e = y$), die Kurve gegeben durch

$$q\,L\,\frac{d\,x}{d\,t} = \sqrt{a^2 - x^2}; \quad \frac{d\,x}{\sqrt{a^2 - x^2}} = \frac{d\,t}{q\,L}$$

Zeichnen wir die Kurve $y = \frac{1}{\sqrt{a^2 - x^2}}$, so stellt die Integralkurve dieser Funktion die gesuchte Beziehung zwischen i und t dar. In

unserem Fall läßt sich diese Beziehung auch rechnerisch ermitteln; sie lautet $\frac{t}{q L} = \arcsin \frac{x}{a}$, somit

$$x = a \sin \frac{t}{a L}$$

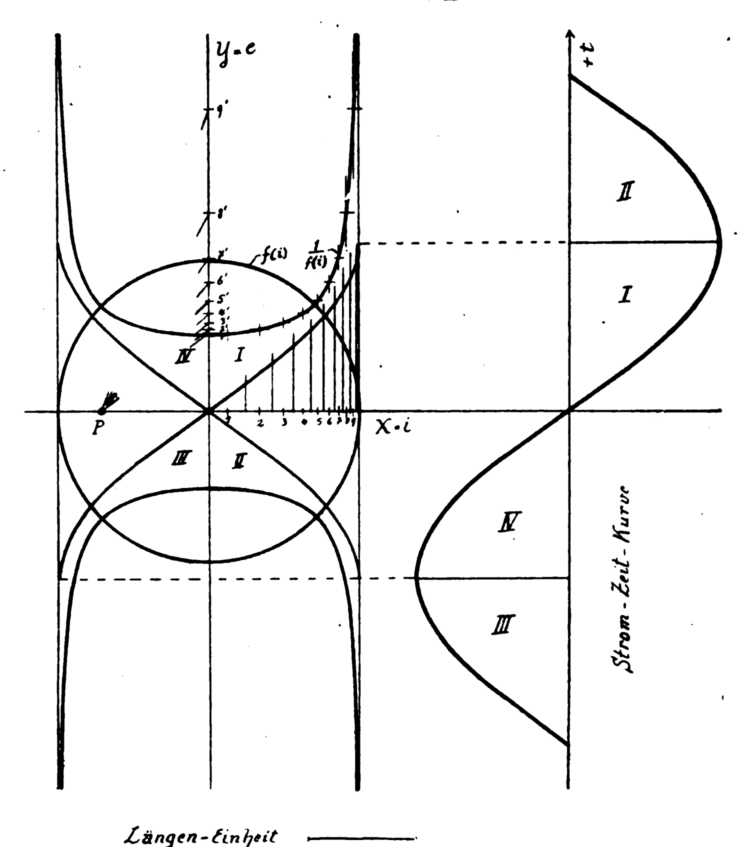


Fig. 3.

Die graphische Integration[1]) gestaltet sich folgendermaßen: Die Kurve $y = \frac{1}{f(x)}$ gibt für jedes x die Steigung der gesuchten

1) Erstmals bei Masseau 1878. Zusammenstellung graphischer Verfahren z. B. bei R. Mehmke, Leitfaden zum graphischen Rechnen, Teubner, Leipzig und Berlin, 1917. A. Willers, Graphische Integration, Sammlung Göschen, Nr. 801.

Integralkurve an. Teilen wir die x-Achse zwischen $x = 0$ und $x = a$ in eine Anzahl beliebiger Intervalle, so stellen die zu den Intervallmittelpunkten 1, 2, 3, ... gehörigen Ordinaten ein annäherndes Maß für die mittlere Steigung der Integralkurve im Intervall dar, wobei die Annäherung durch Verkleinerung der Intervalle beliebig weit getrieben werden kann. Projizieren wir diese Ordinaten auf die Y-Achse nach $1', 2', 3' \ldots$, und verbinden wir den Punkt -1 der X-Achse (P) mit $1', 2', 3' \ldots$, so hat die jeweilige Verbindungslinie $P1', P2' \ldots$ die mittlere Richtung der Tangente der Integralkurve in dem betreffenden Intervall. Zur Zeichnung der Integralkurve ziehen wir durch den Ursprung 0 eine Gerade parallel $P1'$ bis zur Grenze des ersten Intervalls, von da bis zur nächsten Intervallgrenze ein Geradenstück parallel $P2'$ usw.

Die Funktion $y = \frac{1}{\sqrt{a^2 - x^2}}$ wird nun für $x = a$ unendlich, wobei aber die Konvergenz des Integrals schon aus der physikalischen Existenz eines periodischen Stromes folgt. Mit dem hier angegebenen Verfahren erhält man den zu $x = a$ gehörigen Punkt der Integralkurve nicht sehr genau. Man bestimmt in zweckmäßigerweise besonders durch Planimetrieren der ganzen Fläche von $x = 0$ bis $x = a$.

4. Wir müssen uns nun noch über das Vorzeichen des Integrals Klarheit verschaffen und werde dabei eine wichtige Kontrolle für die Richtigkeit der Aufnahmen erhalten. Im ersten Quadranten ist $d\,i$ positiv, $f(i)$ und damit auch $\frac{1}{f(i)}$ positiv, also $\int \frac{d\,i}{f(i)}$ positiv. Im zweiten Quadranten ist in dem angeführten Beispiel sowohl $d\,i$ als auch $f(i)$ negativ, das Integral wächst also weiter; dies muß stets bei beliebiger Stromform der Fall sein, da das Integral die Zeit darstellt. Damit aber mit dem Wechsel des Vorzeichens von $d\,i$ auch stets ein solcher von $f(i)$ verbunden ist, müssen die Extremwerte von i auf die i-Achse fallen.

Bei der praktischen Ausführung der Zeichnung empfiehlt es sich nun die Integralkurve für die einzelnen Quadranten besonders zu zeichnen und die 4 Kurvenstücke in der richtigen Reihenfolge der Quadranten nachträglich aneinanderzusetzen, wobei die Kurvenstücke der Quadranten III und IV um die X-Achse umzuklappen sind.

5. Bisher war der Ohmsche Widerstand R der Selbstinduktionsspule L vernachlässigt worden. Soll er berücksichtigt werden, so wird $e = L\frac{d\,i}{d\,t} + R\,i$ und damit die Kurvengleichung

$$q\left(L\frac{d\,i}{d\,t}+R\,i\right)=f(i);\qquad q\,L\frac{d\,i}{d\,t}=f(i)-q\,R\,i \tag{5}$$

$$t=q\,L\int\frac{d\,i}{f(i)-q\cdot R\,i} \tag{6}$$

Um $R\cdot i$ im Maßstab des Röhrenbildes, d. h. den Ausdruck $q\cdot Ri$ zu erhalten, braucht man nur Gleichstrom durch die Spule zu schicken; der Fluoreszenzfleck nimmt dann die Lage $x=i$, $y=q\cdot Ri$ ein (Fig. 2 und Fig. 5 vom 2. Beispiel), die Verbindungsgerade von O mit dem Fleck stellt also die Funktion $e=q\cdot Ri$ dar. Den Wert für $e=f(i)-q\cdot Ri$, dessen reziproker Betrag statt $1/f(i)$ aufzutragen ist, erhält man durch Abgreifen des Ordinatenabschnittes zwischen $e=f(i)$ und $e=q\cdot Ri$. Die Probe für die Richtigkeit der Aufnahme besteht jetzt darin, daß die Extremwerte des Stromes auf der Geraden $e=q\cdot Ri$ liegen müssen.

6. Zur Ermittlung der Maßstäbe für i und e druckt man auf jede Aufnahme Marken von bekannter Spannung und Stromstärke. Wie man hieraus den Maßstab von t erhält, sei am ersten der unten (Abschnitt 7) näher erläuterten Beispiele ausgeführt. Es betrug auf der Aufnahme der Wert der Marken für

i: 0,5 Amp. = 2,22 cm für e: 110 Volt = 1,75 cm

Der in Gleichung (1) eingeführte Maßstabsfaktor beträgt also

$$q=\frac{1{,}75\cdot 0.5}{110\cdot 2{,}2}$$

Bei der Aufzeichnung der Kurve $1/f(i)$ wurde i zweimal vergrößert, e fünfmal verkleinert; somit werden die Maßstäbe der Zeichnung

$$\text{für } i:\quad 1\text{ cm}=\frac{0{,}5}{2{,}22\cdot 2}$$

$$\text{für } e:\quad 1\text{ cm}=\frac{5\cdot 110}{1{,}75}\text{ Volt};\qquad \text{für } \frac{1}{e}:\quad 1\text{ cm}=\frac{1{,}75}{5\cdot 110}\text{ Volt}^{-1}$$

Bei der graphischen Integration wurde die Strecke OP in Fig. 3 gleich 2 cm gewählt, damit entspricht bei der Integralkurve 1 cm der Y-Richtung 2 qcm. Nach den oben gefundenen Maßstäben ist für die Fläche der Kurve $\frac{1}{f(i)}$ $1\text{ qcm}=\frac{0{,}5\cdot 1{,}75}{2{,}22\cdot 2\cdot 5\cdot 110}$ Amp. Volt^{-1}, also für die Integralkurve $\frac{d\,i}{f(i)}=\frac{t}{L}$ $1\text{ cm}=\frac{2\cdot 0{,}5\cdot 1{,}75}{2{,}22\cdot 2\cdot 5\cdot 110}$ Amp.Volt^{-1},

endlich für t $1 \text{ cm} = \frac{0.122 \cdot 2 \cdot 0.5 \cdot 1 \cdot 75}{2{,}22 \cdot 2 \cdot 5 \cdot 110}$ sec, da die Induktivität L der Spule zu 0,122 Henry gemessen worden war. Da die erhaltene i-t-Kurve für eine Periode die Länge von 23,2 cm hat, ergibt sich die Zeitdauer einer Periode zu 0,00202 Sekunden, entsprechend einer Frequenz von 495 Perioden.

Besondere Untersuchung erfordert noch der Fall, daß der Strom während einer Periode ein- oder mehreremale konstant wird oder aussetzt ($i = \text{const.}, \frac{d\,i}{d\,t} = 0$). Solange dies nicht der Fall ist, gibt uns bei bereits bekannter Frequenz die Maßstabsberechnung eine Kontrolle. Wird der Strom während einer Periode einmal konstant, so besteht das von der Braunschen Röhre gelieferte Bild aus einem Kurvenzug mit einem verstärkt hervortretenden Punkt auf der i-Achse, wo der Fleck während der Stromkonstanz ruht. Wertet man den Kurvenzug nach unserem Verfahren aus, so erhält man einen bestimmten Betrag für die Zeit, während welcher der Strom sich ändert; der Unterschied dieser Zeit gegen die anderweitig bekannte Dauer einer Periode gibt die Länge der Stromkonstanz. Findet während einer Periode mehrmaliges Konstantwerden des Stromes statt, so zerfällt das Bild in mehrere Kurvenzüge, die sich einzeln auswerten lassen; doch ergibt sich daraus kein Anhalt für die Konstanzzeiten des Stromes, es läßt sich lediglich ihre Summe feststellen.

7. Im folgenden sollen nun für diese Methode einige praktisch durchgeführten Beispiele gegeben werden.

Die Anordnung der Braunschen Röhre und der Camera war dieselbe wie bei der Arbeit von E. Mauz und J. Zenneck, Jahrbuch **19**, S. 256 ff, 1922. Die Belichtungsdauer betrug für die Kurven etwa 1 Sekunde, für die Marken erheblich weniger. Das ablenkende Magnetfeld wurde mittels zweier Spulen von rechteckigem Längsschnitt erzeugt. Außerdem war eine Konzentrationsspule angebracht, welche den Fleck zusammenzog und so seine Helligkeit und gleichzeitig die Schärfe der Kurven verstärkte. Die Justierung der Röhre, der Ablenkungsspulen und ganz besonders der Konzentrationsspule erfordert für den vorliegenden Zweck besondere Sorgfalt, da ja die Kurven zur Messung dienen sollen. Die Proportionalität der Ablenkungen wurde deshalb durch eine besondere Aufnahme von Punktreihen bekannter Spannung- und Stromwerte sichergestellt. Schließlich wurden auf jeder Aufnahme Marken von bekannter Spannung und Stromstärke angebracht, welche die Ermittlung der Maßstäbe ermöglichen.

Da für die Versuche Wechselstrom von nur 500 Perioden benützt wurde und die verwendete Braunsche Röhre zur Erzielung einer genügenden Spannungsablenkung 100—200 Volt erforderte, so mußte die Induktivität der Spule L groß gewählt werden. Es wurde hierzu ein Ring mit 2 mm starkem Kupferdraht von 58 cm mittlerem Durchmesser und etwa 380 Windungen verwendet, dessen Induktivität zu $L = 0{,}122$ Henry bestimmt wurde bei einem Widerstand von nur $R = 3{,}36$ Ohm. Für 500-periodigen Wechselstrom wird dann das Verhältnis $\frac{\omega L}{R} = 114$, so daß in diesem Falle der Ohmsche Widerstand R gegenüber der Induktanz ωL praktisch verschwindet. Ist die verfügbare Spannung $e = L \frac{di}{dt}$ nicht ausreichend, sei es daß die Verwendung einer sehr großen Induktivität im Stromkreis nicht angängig ist oder daß die Stromstärke nicht vergrößert werden kann, so läßt sich die für die Spannungsablenkung der Braunschen Röhre benötigte Spannung nach einem Vorschlag von Herrn Prof. Zenneck durch Transformation erreichen.

Als Stromquelle für den 500-periodigen Wechselstrom diente ein Generator von normal 220 Volt Spannung und 1,25 KW Leistung. Beim 1. Beispiel[1]) (Fig. 1a) war der Generator direkt angeschlossen. Das Bild der Braunschen Röhre (Fig. 4a, siehe Tafel VI) weicht stark von einer Ellipse ab; dementsprechend ist die Stromkurve nicht sinusförmig. Beim 2. Beispiel (Fig. 1a) wurde der Widerstand R der Spannungsspule (vgl. Fig. 1) durch Einschalten eines induktionsfreien Flüssigkeitswiderstandes auf 290 Ohm vergrößert, um die in Abschnitt 5 behandelten Verhältnisse zu demonstrieren. Das Bild der Braunschen Röhre (Fig. 5a) zeigt jetzt eine Scheerung; die Gleichstrommarken sind durch die Spannung $e = R \cdot i$ nach oben und unten versetzt. Beim 3. Versuch (Fig. 1b) befanden sich im Stromkreis 2 hintereinandergeschaltete Aluminiumzellen. Dementsprechend erhält man (Fig. 6a) nur für eine Richtung eine Strommarke und die Kurve erstreckt sich vorwiegend nach dieser Richtung. Da die verwendeten Aluminiumzellen nach der anderen Richtung den Strom nicht vollständig absperrten, so erhielt man kein Aussetzen des Stromes. Interessant ist der am Bild der Braunschen Röhre auffallende Zacken (links unten). Seine geringe Intensität auf der Platte läßt zunächst

1) Zu Beispiel 1 und 2 vergleiche W. Kaufmann, Ztschr. f. Phys. 5, S. 316, 1921.

erkennen, daß er sehr schnell durchlaufen wurde. Er macht sich jedoch bereits bei der Kurve $\frac{1}{f(i)}$ viel weniger bemerkbar; für die Stromkurve bedeutet er nur eine geringe, in der Zeichnung nicht mehr hervortretende Schwankung in der Tangentenrichtung. Man erkennt daraus die Schwierigkeit, aus der bloßen Betrachtung dieser Kurvenbilder eine Vorstellung vom Stromverlauf zu gewinnen. Im übrigen zeigt die Stromkurve infolge der großen Induktivität der Spule L den aus der Arbeit von N. Papalexi[1]) bekannten Charakter.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München.

---

1) N. Papalexi, Ann d. Phys. 39, S. 976, 1912, vergleiche daselbst Fig. 1, S. 979.

Über die Rückwirkung eines in den Sekundärkreis eines Transformators eingeschalteten elektrischen Ventils auf den Primärkreis.

Von **Georg Joos.**

Bei der weit verbreiteten Anwendung elektrischer Ventile zur Gleichrichtung von Wechselstrom dürfte die Frage von Interesse sein, welche Rückwirkung der infolge des Ventils zeitweise aussetzende Sekundärstrom auf den Primärkreis ausübt, insbesondere, ob im Augenblick des Ein- oder Aussetzens des Sekundärstroms im Primärkreis Überspannungen auftreten können.

Bezeichnen wir die auf den Primärkreis bezüglichen Werte von Strom, Widerstand und Selbstinduktionskoeffizienten mit dem Index 1, den wechselseitigen Induktionskoeffizienten der Transformatorenwicklungen mit L_{12}, die Amplitude der Maschinenspannung im Primärkreis mit E_0, so lauten die Differentialgleichungen des Problems:

$$L_1 \frac{d i_1}{d t} + L_{12} \frac{d i_2}{d t} + R_1 i_1 = E_0 \sin(\omega t + \alpha) \tag{1}$$

$$L_{12} \frac{d i_1}{d t} + L_2 \frac{d i_2}{d t} + \varphi(i_2) = 0 \tag{2}$$

wobei die Charakteristik des Ventils durch $E_2 = \varphi(i_2)$ gegeben sei.

Mit α wollen wir einen noch unbestimmten Phasenwinkel bezeichnen; den Nullpunkt der Zeitrechnung wollen wir in den Augenblick legen, wo das Ventil durchlässig wird, der Sekundärstrom also

durch 0 zu positiven Werten geht (positiv = Richtung der Durchlässigkeit). Da man von vornherein nicht weiß, ob in diesem Augenblick auch die Maschinenspannung durch 0 zu positiven Werten geht, müssen wir diesen Phasenwinkel α einführen und ihn aus den Grenzbedingungen berechnen. Die Rechnung gestaltet sich nun wesentlich einfacher und durchsichtiger, wenn wir den im allgemeinen kleinen Widerstand R_1 des Primärkreises, der allerdings noch die Hysteresis- und Wirbelstromverluste enthält, vernachlässigen, wobei wir jedenfalls den Charakter des Problems nicht ändern. Dann läßt sich $\frac{d\,i_1}{d\,t}$ aus beiden Gleichungen eliminieren, und es ergibt sich:

$$\frac{L_1 L_2 - L_{12}^2}{L_1} \frac{d\,i_2}{d\,t} + \varphi(i_2) = -\frac{L_{12}}{L_1} E_0 \sin(\omega t + \alpha) \tag{3}$$

Setzen wir zur Abkürzung

$$\frac{L_1 L_2 - L_{12}^2}{L_1} = \lambda, \quad \frac{L_{12}}{L_1} E_0 = \varepsilon_0 \tag{4}$$

so erhalten wir genau dieselbe Differentialgleichung wie für einen einfachen Stromkreis mit Ventil, Selbstinduktion λ und Wechselspannung ε. Die Spannung ε ist gegenüber der Maschinenspannung um π verschoben. Die graphische Integration der so entstehenden Differentialgleichung

$$\lambda \frac{d\,i_2}{d\,t} + \varphi(i_2) = \varepsilon_0 \sin(\omega t + \pi + \alpha) \tag{3a}$$

ist vom Verfasser ausführlich beschrieben.[1]) Im Fall eines vollkommenen Ventils ist, wie loc. cit. bewiesen, α null. Ist die Integration auf diese Weise durchgeführt, so ist i_2 eine bekannte Funktion der Zeit und die Gleichung (1) kann bei Vernachlässigung von R_1 gliedweise integriert werden, wodurch sich ergibt:

$$i_1 = -\frac{E_0}{L_1 \omega} \cos \omega t - \frac{L_{12}}{L_1} i_2 + K \tag{5}$$

Zur Bestimmung der Integrationskonstanten K integrieren wir Gleichung (1) über die Zeitdauer einer Periode, dann wird:

$$L_1 \int_0^\tau \frac{d\,i_1}{d\,t} d\,t = L_1 \left[i_1\right]_0^\tau = 0 \quad \text{ebenso} \quad L_{12} \int_0^\tau \frac{d\,i_2}{d\,t} d\,t = 0$$

$$\text{und} \quad E_0 \int_0^\tau \sin(\omega t + \alpha)\, d\,t = 0$$

---

1) Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie 19, S. 268 ff., 1922.

folglich muß auch

$$\int_0^\tau R_1 i_1 \, d t = R_1 \int_0^\tau i_1 \, d t = 0$$

sein.

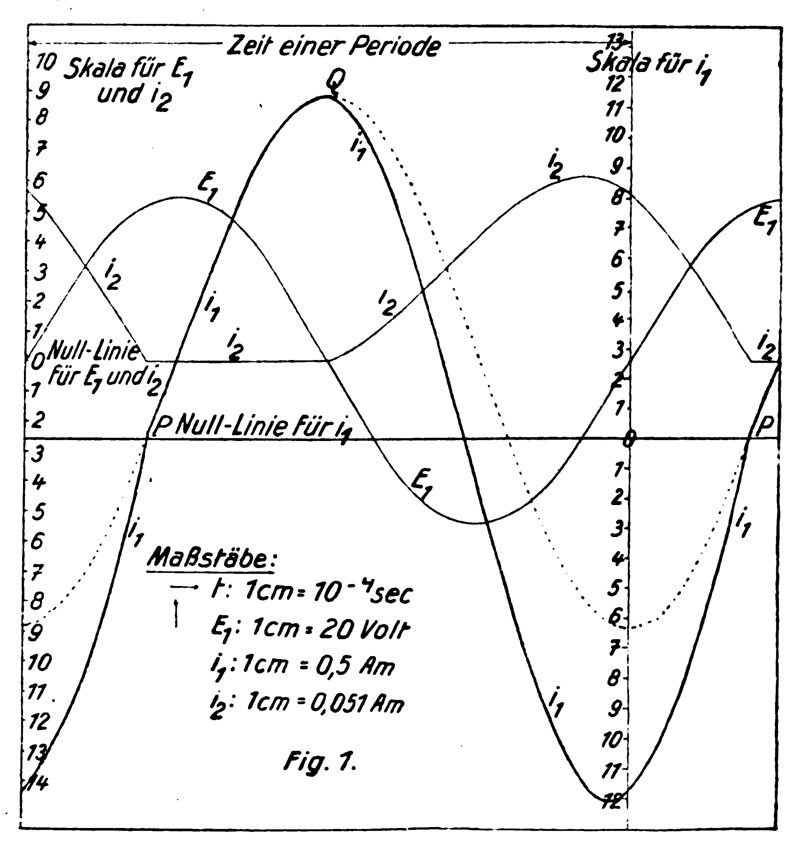


Fig. 1.

Da R_1 nie vollständig null ist, muß $\int_0^\tau i_1 \, d t$ verschwinden, d. h. der Primärstrom kann keine Gleichstromkomponente haben, es muß also nach Gleichung (5)

$$K = \frac{1}{\tau} \frac{L_{12}}{L_1} \int_0^\tau i_2 \, d t = \frac{L_{12}}{L_1} \bar{i}_2 \tag{6}$$

wenn wir den Mittelwert von i_2 mit $\bar{i}_2$ bezeichnen. Auf diese Weise wird der Verlauf von i_2 dargestellt durch

$$i_1 = -\frac{E_0}{L_1 \omega} \cos \omega t - \frac{L_{12}}{L_1} i_2 + \frac{L_{12}}{L_1} \bar{i}_2 \tag{7}$$

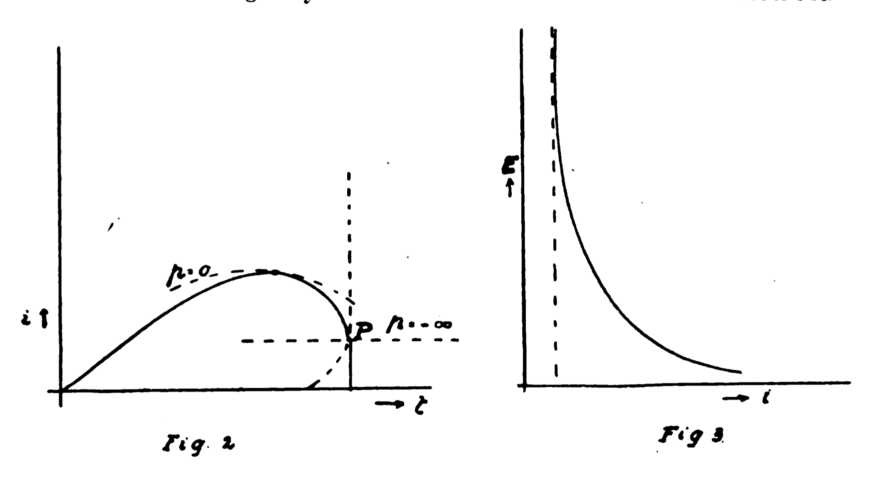
Hat man einmal den Verlauf von i_2 durch graphische Integration der Gleichung (3a) gezeichnet, so erhält man den von i_1 durch graphische Addition der 3 Ausdrücke von Gleichung (7). Der Mittelwert von i_2 muß dabei durch Planimetrieren bestimmt werden. In Fig. 1 sind die Verhältnisse in Primär- und Sekundärkreis an einem Beispiel dargestellt, dem folgende Annahmen zugrunde liegen: $L_1 = 0{,}05$ H, $L_2 = 5$ H, $L_{12} = 0{,}49$ H, $E_0 = 110$ Volt. Als Ventil ist eine Glühkathodenröhre wie in der oben erwähnten Arbeit des Verfassers angenommen, die Integration der Gleichung (3a) habe den gezeichneten Verlauf von i_2 mit einem Maximalwert von 0,31 Amp. ergeben. Wie man sieht, besteht die einzige Unstetigkeit im Verlauf von i_1 in einem Knick beim Punkt P, wo der Sekundärstrom abbricht. Im Augenblick des Einsetzens des Sekundärstroms entsteht kein Knick, da i_2 an dieser Stelle mit der Steigung null einsetzt.

Solange nun die Charakteristik $E_2 = \varphi(i_2)$ eine stetige Funktion darstellt, lassen sich durch die loc. cit. durchgeführte Rechnung die Grenzbedingungen der Lösung von Gleichung (3a) immer so ansetzen, daß i_2 beim Übergang von der Drossel- zur Durchlaßrichtung und umgekehrt stetig bleibt. Es wäre höchstens denkbar, daß die Integralkurve in einem Punkt P (Fig. 2) eine senkrechte Tangente hat und im weiteren Verlauf zurückbiegt, wobei dann der Strom in Wirklichkeit von P an nicht mehr der Integralkurve folgt, sondern auf den Wert Null herabspringt. Dies würde einem plötzlichen Ausschalten gleichkommen und sowohl in der Primär- als in der Sekundärspule sehr hohe Spannungen induzieren. Ob die Integralkurve von Gleichung (3a) einen derartigen Verlauf nehmen kann, ersieht man am einfachsten aus dem Integrationsverfahren. Die Gleichung der Isoklinenschar von Gleichung (3a) lautet:

$$i_2 = \psi\{\varepsilon_0 \sin(\omega t + \pi) - \lambda p\}, \qquad \left(p = \frac{d i_2}{d t}\right) \tag{8}$$

wobei die Funktion ψ durch die Charakteristik des Ventils $i_2 = \psi(E_2)$ gegeben ist. Für positiv ins unendliche wachsende Werte von p wird der Ausdruck unter dem Funktionszeichen negativ, wegen der Ventileigenschaft der Funktion gibt es daher für solche Werte keine Isoklinen; im aufsteigenden Ast (d. h. $\frac{d i_2}{d t}$ positiv) kann also die Integralkurve keine senkrechte Tangente haben. Es bleibt noch die Möglich-

keit einer senkrechten Tangente im absteigenden Ast. Um zu ihm auf der Integralkurve zu gelangen, muß aber das Maximum und damit die Isokline $p = 0$ überschritten werden. Die Funktion ψ müßte so beschaffen sein, daß es Punkte der Kurve $i_2 = \psi(\varepsilon_0 \sin \omega t)$ gibt, die ein größeres i_2 haben als die Gerade $i_2 = \psi(\infty)$. Die Charakteristik müßte also etwa die in Fig. 3 gezeichnete Form haben, wobei wesentlich ist, daß für einen endlichen Wert von i_2 die Spannung ∞ wird. Ventile mit derartiger dynamischer Charakteristik existieren aber nicht.



Besitzt dagegen die Charakteristik eine Sprungstelle, etwa in der Weise, daß der Strom bei Erreichung einer Mindestspannung mit endlichem Wert einsetzt, oder von einem endlichen Wert auf null springt, so erhalten auch alle Isoklinen nach Gleichung (8) Unstetigkeiten und die Integralkurven zeigen dann ebenfalls sprunghaften Verlauf. In diesem Fall werden wie bei einem Induktor sowohl in Primär- als Sekundärspule Überspannungen induziert. Keines der in praxi verwandten elektrischen Ventile hat eine derartige Charakteristik, wohl aber kann der eben besprochene Fall bei mechanischen Gleichrichtern eintreten.

Zusammenfassend können wir also sagen: Wenn die Charakteristik des Ventils eine stetige Funktion ist, die für endlichen Strom nicht ∞ wird und keinen endlichen Sprung hat, so treten weder an Primär- noch an Sekundärspule Überspannungen auf.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule
März 1922.

Zur Theorie der gekoppelten Schwingungen zweier ungedämpft miteinander schwingender, selbsterregter Kreise mit Untersuchungen am Schwingaudion.

Von **Joachim Golz.**

Das Problem der gekoppelten Schwingungen verlangte erstmalig eine genauere Durchforschung, als man an zwei gedämpft miteinander schwingenden Kreisen als markante Erscheinung das Auftreten der Zweiwelligkeit in jedem der beiden Kreise erkannte. Die Erklärung gaben Oberbeck (Ann. d. Physik und Chemie **55**, S. 623, 1895), Bjerknes (Ann. d. Physik und Chemie **55**, S. 121, 1895) und M. Wien (Ann. d. Physik und Chemie **61**, S. 151, 1897).

Die Verwendung ungedämpfter, elektromagnetischer Wellen namentlich für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie machte auf eine andere Erscheinung aufmerksam, das „Ziehen beim Zwischenkreissender". Die Grundlagen der Theorie dieses merkwürdigen, oft recht störenden Verhaltens gekoppelter Kreise gab zuerst Möller 1918 (H. G. Möller, Die Elektronenröhren. Sammlung Vieweg, Heft 49, 1920; H. G. Möller, Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie und Telephonie, Bd. 16, Heft 6, 1920). Vgl. auch Rogowski, Hegener, Seitz, Harms und andere. Die endgültige mathematische Behandlung erfuhr das Problem durch Pauli (Dissertation 1920).

Die Durchforschung zweier selbsterregter Kreise brachte 1919 ein weiteres, unerwartetes Ergebnis, das Bestehen eines „Mitnahmebereiches", d. h. eines Bereiches, in dem der schwächere Kreis seine Eigenfrequenz aufgibt und zwangsweise in der Frequenz des stärkeren Kreises weiterschwingt. (H. G. Möller, „Über störungsfreien Gleichstromempfang mit dem Schwingaudion". Jahrb. d. drahtl. Telegraphie und Telephonie, Bd. 17, Heft 4, S. 256, 1920).

Der ganze Bau der Theorie der gekoppelten Kreise zerfällt somit in drei Hauptteile:

Der erste, der die Schwingungen zweier gedämpft miteinander schwingender Kreise behandelt, wurde durch die Arbeiten von Oberbeck, Bjerknes und M. Wien zum Abschluß gebracht.

Der zweite Teil umfaßt die Schwingungsvorgänge in einem selbsterregten und einem gekoppelten, gedämpft schwingenden Kreise, und ist durch die Arbeiten von Möller und Pauli abgeschlossen worden.

Eine dritte Reihe von Untersuchungen wurde durch die Arbeiten Möllers über die Mitnahme eines selbstschwingenden, schwächeren

Kreises durch einen selbstschwingenden, stärkeren in der Nähe der Resonanzlage begonnen, die Theorie zunächst nur durch qualitative Messungen gestützt.

Der Verfasser hat sich die Aufgabe gestellt:

A. Die Anschauungen Möllers über das Zustandekommen des Mitnahmebereiches durch quantitative Messungen nachzuprüfen und gegebenen Falles so zu erweitern, daß eine quantitative, mit den Messungen übereinstimmende Theorie geschaffen werde;

B. zwecks technischer Verwendung zu untersuchen, welche Maßnahmen sich zur Erzielung eines möglichst breiten Mitnahmebereiches eignen und wie die Antenne anzukoppeln sei.

Im ersten Teil der Arbeit ist die wissenschaftliche Seite der Theorie mit ihren Eichungen, Beseitigung der Schwierigkeiten beim Messen kleiner Energien und Ausarbeitung geeigneter Ersatzmethoden behandelt worden, im zweiten die technische Seite, die besonders für die drahtlose Telegraphie und Telephonie von Wichtigkeit sein dürfte.

Die einzelnen Abschnitte sind wie folgt gegliedert:

b) Zwischen Sender und Audion besteht eine mittlere Verstimmung.
1. Die physikalischen Vorgänge.
2. Die Kurvenstücke des Aufschaukelvorganges.
3. Die Kurvenstücke der Frequenzänderung.

B. Untersuchungen zur Erzielung eines möglichst breiten Mitnahmebereiches.
1. Durch Veränderung der elektrischen Daten des Audionschwingungskreises.
2. Durch die Antennenankopplung.

C. Zusammenfassung.

Da es sich um die Messung kleiner Wechselspannungen handelt, muß auf Sauberkeit der Anordnung die größte Sorgfalt verwendet werden. Als besonders störend erwies sich das Netz der Hausleitungen, über welche die Senderenergie zum Audion gelangte; die Störung wurde beseitigt durch Einbau einer besonderen Batterie von 500 Volt für den Sender. Zur Erhöhung der Strahlung war die Arbeitskreisspule des Senders als Rahmenantenne ausgebildet worden. Das Audion war als gewöhnliches Schwingaudion geschaltet, jedoch war Vorsorge getroffen worden, auch kleinste Schwankungen des Anodenstromes sichtbar zu machen. Zur Eichung des Audions gehörte die Beseitigung von Schwankungen des Heiz- und Anodenstromes. Für Kapazitäts- und Wellenlängenmessungen standen geeignete Apparate zur Verfügung. Zur Messung der Frequenz wurde das Vorhandensein eines „Mitnahmebereiches“ im Audion benutzt. Zur Bestimmung der Gegeninduktivitäten zweier gegeneinander verschiebbarer Spulen wurde die feste Spule mit dem Schwingungskreis eines entfernt stehenden Hilfssenders verbunden. Der die feststehende Spule durchfließende Strom erzeugte in der losen Spule eine E.M.K., die mit einem Zweifadenelektrometer bzw. einem Röhrenvoltmeter bestimmt werden konnte. Ein solcher Zweispulenapparat wurde auch zur Messung der Fernerregung benutzt. Zur Konstruktion der Schwingkennlinien muß man zusammengehörende Werte der Gitterspannung und des Schwingungskreiskombinationswiderstandes kennen. Letzterer war leicht zu messen und die Gitterspannung wurde mit Hilfe des oben erwähnten Zweispulenapparates bestimmt. Das Ergebnis dieser Messungen findet sich auf Fig. 1.

Für die quantitative Untersuchung der Erscheinung des Mitnahmebereiches stand die Möllersche Formel für die Breite des Mitnahmebereiches zur Verfügung (H. G. Möller, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie und Telephonie, Bd. 17, Heft 4, S. 269). Durch genaue Abstimmung von Sender und Audion aufeinander entstand die Kurve Fig. 2. Die

Kopplung zwischen Audion und Antenne war galvanisch. Die gestrichelte Linie gibt den Verlauf dir Anodenstromabsinkkurve bei nicht laufenden Sender wieder. Die Berechnung der Breite des Mitnahmebereiches ergab 476 Schwingungen, aus der Zeichnung werden 504

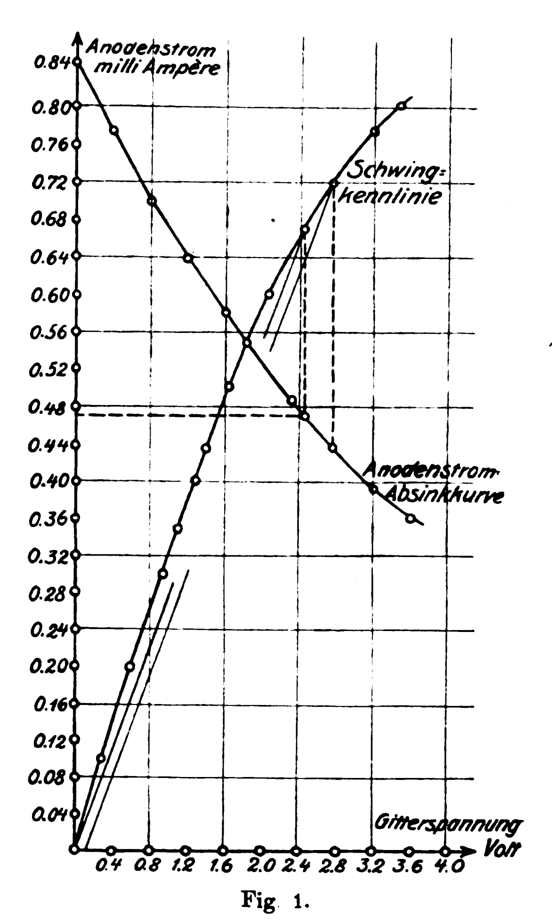


Fig. 1.

abgegriffen. Die Mitnahmebereichbreite bezeichnet Möller mit $\delta\omega_0$. Man kann sie auf zweierlei Weise bestimmen:

a) Punkt *B* der Fig. 2 wird beobachtet, aus der Anodenstromabsinkkurve J_a und aus der Schwingkennlinie tg α, die Neigung der Rückkopplungsgeraden, abgegriffen. Diese Art der Bestimmung führt immer direkt zum Ziel.

b) Die Änderung des mittleren Anodenstromes wird nicht gemessen sondern berechnet. Dann muß man zunächst tg α ermitteln. In diesem Falle ist auf die Antennenkopplung Rücksicht zu nehmen.

Schaltet man das Audion nach Art der als Huhtschaltung bekannten Schaltung, indem man außer dem Antennenschwingungskreis noch eine Rückkopplungsspule mit wirksam sein läßt, so wirkt der angeschaltete Antennenkreis so, als ob noch einige Drahtwindungen mehr auf die Rückkopplungsspule gelegt worden wären. Es läßt sich der Nachweis führen, daß die Wirkung der Antenne sich additiv zur

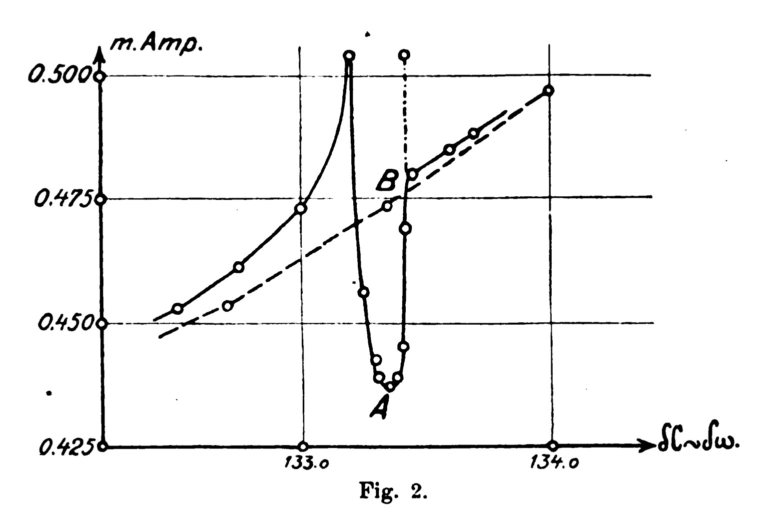


Fig. 2.

übrigen Rückkopplungswirkung hinzurechnen läßt, wenn man sie irgendwie bestimmt hat.

Die Mitnahmebereichtiefe wird gefunden, indem man den Schnittpunkt der Parallelen zur Rückkopplungsgeraden (Fig. 1) mit der Schwingkennlinie auf die Anodenstromabsinkkurve herablotet. Aus Fig. 2 ergibt sich durch das Experiment eine Tiefe des Mitnahmebereiches von 0,037 m. Amp. Durch Abgreifen nach obiger Vorschrift erhält man ebenfalls 0,037 m. Amp.

Die Mitnahmebereichbreite und Tiefe hängt nur von der Größe der Fernerregung und von der Festigkeit der Rückkopplung ab. Messungen, durch welche dies bestätigt wird finden sich in den Figuren 3 und 4. An diese Untersuchungen knüpft sich ein meßtechnisches Ergebnis: Kennt man nämlich von einem Audion die Schwingkennlinie und die Anodenstromabsinkkurve, so läßt sich aus der gemessenen

Mitnahmebereichtiefe die Größe einer auftreffenden Fernerregung bestimmen.

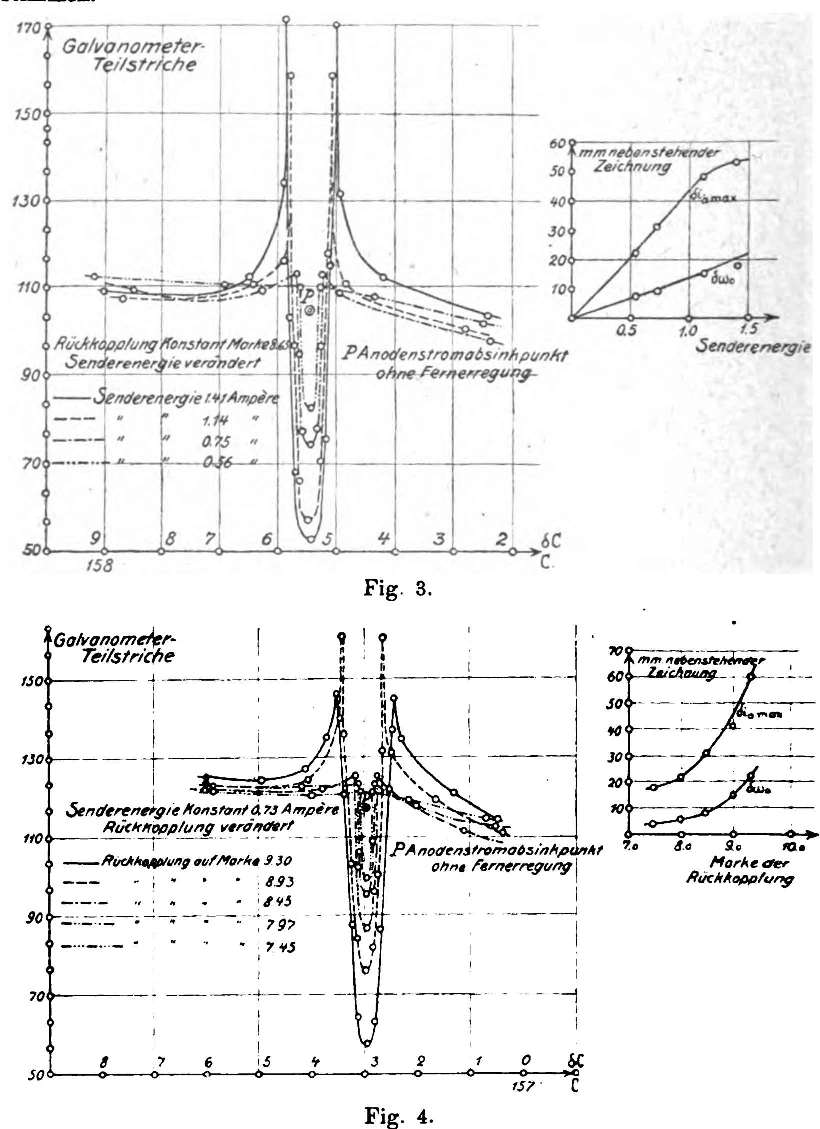


Fig. 3.

Fig. 4.

Auch die an den Mitnahmebereich sich anschließenden Kurvenstücke wurden untersucht. Die Möllersche Theorie erklärt einen Teil

dieser Kurvenstücke aus der Aufschaukelgeschwindigkeit und dem dadurch bedingten Ansteigen bzw. Abfallen des Mittelwertes des mittleren Anodenstromes. Über den Teil der Kurvenstücke jedoch, der sich unmittelbar an den Mitnahmebereich anschließt, gibt die Theorie von Möller keine Auskunft. Da die Kurve hier stark abfällt, wurde angenommen, daß die Schwebungsfrequenz sich ändert. Durch Versuch wurde dann festgestellt, daß die Schwebungsfrequenz nicht konstant bleibt, der Schwebungston wurde tiefer, die Kurve mußte also abfallen.

Die Untersuchungen zur Erzielung eines möglichst breiten Mitnahmebereiches erstreckten sich zunächst auf die Veränderung der elektrischen Daten des Schwingungskreises. Da in der Praxis mit ziemlich starken Wellenlängenschwankungen zu rechnen ist, muß eine möglichste Verbreiterung des Mitnahmebereiches angestrebt werden.

Die Möllersche Formel für die Breite des Mitnahmebereiches gibt selbst einige Hinweise über die mögliche Verbreiterung. So wird eine solche im Audionarbeitskreis beispielsweise durch Vergrößerung des Widerstandes erzielt. Da jedoch alle diese Veränderungen nur von geringem Erfolg waren, wurde versucht, die Verbreiterung durch eine geeignete Antennenankopplung zu erzielen.

Es wurde zunächst eine induktive Ankopplung gewählt, mit der auch die Kurven in den Figuren 3 und 4 aufgenommen wurden. Diese Schaltung läßt sich genau abstimmen, so daß der in der Antenne fließende Strom auf einen Maximalwert gebracht werden kann, wodurch eine maximale Zusatzspannung am Gitter entsteht. Die Versuche haben ferner gezeigt, daß durch Vergrößerung der Antennenkopplungsspule im Gitterkreis die Zusatzspannung hochtransformiert werden kann. Die Hochtransformierung läßt sich aber nicht beliebig weit fortsetzen, da mit größer werdender Spule deren Kapazitätsladestrom zu hohe Werte annimmt. Damit wird aber der Wirkungsgrad der Antenne und ihre Energieaufnahme aus dem Felde geringer. Weitere Versuche wurden unternommen, indem die Antenne direkt in den Gitterkreis des Audions gelegt wurde. Wie an früherer Stelle mitgeteilt, war aber im Gitterkreis außerdem eine Rückkopplungsspule wirksam; die ganze Anordnung wurde als „unterstützte Huthschaltung" bezeichnet.

Mit dieser Antennenanschaltung wurden die breitesten Mitnahmebereiche beobachtet, die um so breiter wurden, je genauer die Abstimmung des Antennenkreises auf die Fernerregung gelang.

Durch Vergrößerung der eigentlichen Rückkopplungsspule gelang das Abstimmen des Antennenkreises immer vollkommener, eine vollkommene Abstimmung wurde jedoch erst durch Parallelschalten eines veränder-

lichen Kondensators zur Kapazität Anode—Gitter erzielt. Diese Schaltung, die aber recht umständlich zu bedienen ist, brachte die breitesten beobachteten Mitnahmebereiche.

Da die ganze Anordnung so arbeitete, daß der Schwingungsmittelpunkt des Audions auf der steilsten Stelle der Gleichstromcharakteristik lag, konnte von der Erhöhung der Anodenspannung keine weitere Verbreiterung des Mitnahmebereiches erwartet werden, so daß sich dahingehende Versuche erübrigten.

C. Zusammenfassung.

Gelegentlich der Eichung im ersten Abschnitt des ersten Teiles der Gesamtarbeit wird bei der Frequenzbestimmung ein sehr empfindliches Substitutionsverfahren nach der Sekundärkreis-Rückwirkungsmethode zur Messung von Frequenzen mit dem Mitnahmebereich erläutert.

Im zweiten Abschnitt wird gezeigt, daß die Möllersche Grundanschauung über das Zustandekommen des Mitnahmebereiches sich auch quantitativ vollkommen bestätigen läßt.

Eine Erweiterung der Theorie wird durch die Wahl der Antennenanschaltung notwendig. Die unterstützte Huthschaltung macht eine quantitative Übereinstimmung erst möglich, wenn ihre Wirkung als Zusatzspannung am Gitter berücksichtigt ist.

Hierbei ist die Erkenntnis wichtig, daß diese Wirkung sich rein additiv zu der Audionrückkopplungswirkung hinzufügen läßt.

Eine weitere Bestätigung für die Richtigkeit der Grundanschauung über den Mitnahmebereich liegt in der quantitativen Übereinstimmung der Mitnahmebereichkurven für veränderte Rückkoppelung bzw. veränderte Fernerregung.

Die theoretisch berechneten und experimentell aufgenommenen Spitzenkurven werden in Übereinstimmung gefunden.

Die Theorie wird auf die Kurvenstücke der Audionfrequenzänderung erweitert.

Meßtechnisches Ergebnis: Sind Schwingkennlinie und Anodenstromabsinkkurve eines Audions bekannt, so genügt eine einfache Konstruktion, um die Größe einer auftreffenden Fernerregung mit Hilfe des Mitnahmebereiches zu bestimmen.

Der technische Teil behandelt die für die drahtlose Telegraphie günstigste Antennenanschaltung. Es wird gezeigt, daß zur Erzielung sehr breiter Mitnahmebereiche Änderungen an den elektrischen Daten des Audions nicht allein zum Ziel führen.

Genügende Mitnahmebereichbreiten werden aber mit Hilfe geeig-

neter Antennenankopplungen erzielt. Die induktive Ankopplung ist an ein gewisses Höchstmaß von Windungen auf der Sekundärspule im Gitterkreis gebunden, so daß dadurch der Hochtransformierung der Fernerregung ein Ziel gesetzt wird.

Die Ohmsche Antennenanschaltung brachte noch breitere Mitnahmebereiche als die induktive.

Die größten Breiten wurden mit dieser Schaltung in Verbindung mit einem Parallelkondensator zur Anode—Gitter—Kapazität erzielt.

Die Arbeit entstand in der Radiotelegraphischen Abteilung des physikalischen Instituts der Hamburgischen Universität. Für die Förderung der Arbeit bin ich Herrn Prof. Dr. P. P. Koch, dem Direktor des Instituts und Herrn Prof. Dr. H. G. Möller, dem Leiter der Radiotelegraphischen Abteilung zu dauerndem Dank verpflichtet.

Literatur.

1) V. Bjerknes, Wied. Annalen, 55, S. 121, 1895.
2) A. Oberbeck, Wied. Annalen 55, S. 622, 1895.
3) M. Wien, Wied. Annalen 61, S. 151, 1897.
4) H. G. Möller, Die Elektronenröhren. Sammlung Vieweg. Heft 49, 1920.
5) H. G. Möller, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie und Telephonie, Bd. 17, Heft 4, 1921.
6) H G. Möller, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie und Telephonie, Bd. 16, Heft 6, 1920.
7) H. Pauli, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie und Telephonie, Bd. 17, Heft 5, 1921. Dissertation Hamburg.

Atmosphärische Störungen nach Beobachtungen am drahtlosen Empfänger auf dem Königstuhl bei Heidelberg.

Von **F. Wolf.**

1. Im folgenden soll über Beobachtungen atmosphärischer Störungen berichtet werden, die an der Empfangsstation der Königstuhlsternwarte bei Heidelberg in der Zeit vom 1. September 1919 bis 31. August 1921 stattfanden. Vor allem wurde die Störungstätigkeit in diesen beiden Jahren möglichst ständig überwacht durch quantitatives Verfolgen von Häufigkeit und Lautstärke der Irrgänger auf den Wellenlängen 2000 und 12500 m.

Empfangseinrichtung.

2. Das Luftleitergebilde kann als Schirmantenne aufgefaßt werden, von der nur zwei diametral gegenüberliegende Sektoren ausgebaut sind. Es wird in der Mitte getragen von einem auf dem Direktorhaus angebrachten Mast, dessen Kopf 16 m über dem Erdboden, 573 m über N. N. liegt. Jeder Sektor besteht aus vier Kupferdrähten von je 80 m Länge und besitzt eine eigene Einführung zur Station. Die gewöhnlichen Störungsbeobachtungen geschahen immer nur mit dem besseren, nach Nordwesten gerichteten Teil der Antenne allein. Der südöstliche Sektor dagegen, der durch Wald etwas beeinträchtigt ist, wurde nur zu den in Nr. 19 angegebenen Versuchen verwandt.

3. Die selbstangefertigte Empfangsstation im Erdgeschoß des Direktorhauses besitzt außer dem geerdeten Antennenkreis damit induktiv gekoppelt nur einen aperiodischen Detektorkreis mit Telephon. Fast immer kam ein ausgezeichneter Bleiglanz-Kupfer-Detektor zur Verwendung, dessen Empfindlichkeit recht konstant blieb, soweit dies durch Aufnahme ferner Sender und durch den Summer eines Wellenmessers geprüft werden konnte. Die Eigenwelle der stets verwandten NW-Antenne ist $\lambda = 813$ m, die wirksame Kapazität $\mathfrak{C} = 1572$ cm $=$ 0,001 747 MF. Demnach ist $L = 106472$ cm. Durch Einschalten von stufenweise und stetig veränderlichen Selbstinduktionsspulen, außerdem durch einen großen variabeln Kondensator wird mit der Station in Verbindung mit der NW-Antenne ein Wellenbereich beherrscht von 600—12500 m.[1]) Die Eigenwelle der SE-Antenne ist $\lambda = 844$ m.

4. Die Lautstärke der Irrgänger wurde dadurch quantitativ bestimmt, daß man sie mit dem beim Öffnen eines meßbaren Hilfsstromes im Telephon entstehenden Geräusch verglich. Ein Druck auf die Taste P (Fig. 1) schaltet den Empfänger für einen Augenblick vom Telephon T ab und legt statt dessen eine durch den Widerstand W regulierte und im Drehspulgalvanometer G gemessene Hilfsspannung an. Beim Loslassen von P entsteht der maßgebende Knack im Telephon, und der Empfänger ist wieder angeschaltet. Man braucht nur W so lange zu verändern, bis die Lautstärke des künstlichen Knackens mit der der Irrgänger übereinstimmt, was sich leicht genau durchführen läßt, und hat damit in der in G gemessenen Stärke des geschlossenen Stromes ein Maß für die gesuchte Lautstärke.

1) Geeicht nach einem Wellenmesser von Telefunken KGW 2 der Technischen Hochschule, Karlsruhe.



Beobachtungen.

5. Jede Beobachtung setzt sich zusammen aus folgenden vier Einzelmessungen:

1. Bestimmung der Störungsanzahl in 1 Minute } auf Welle 2000 m.
2. „ der Lautstärke }
3. „ der Störungsanzahl in 1 Minute } auf Welle 12500 m.
4. „ der Lautstärke }

6. Bei Bestimmung der Anzahl wurden stets zwei typische Formen unterschieden, nämlich kurzes, scharfes Knacken, außerdem mehr oder minder andauerndes, brodelndes Knarren. Dies trat besonders in

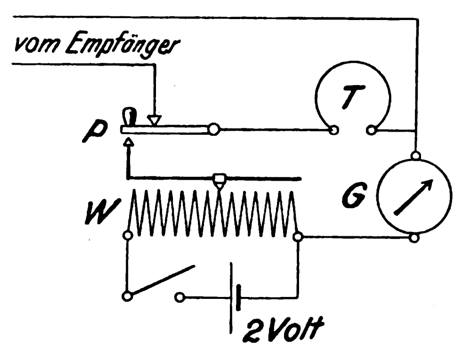


Fig. 1. Bestimmung der Lautstärke.

gewitterreichen Zeiten laut und in Überzahl gegenüber dem Knacken auf. In der folgenden Zusammenstellung ist nur von der Gesamtanzahl aller Störungen die Rede.

7. Wie sicher man während einer einzigen Minute schon die wirklich augenblicklich geltende Anzahl erfassen kann, wurde durch besondere, über fünf fortlaufende Minuten erstreckte Zählungen ausprobiert. Tabelle 1 zeigt einige Ergebnisse bei verschieden großer Störungstätigkeit:

Tabelle 1.

Störungsanzahlen in der Minute.

1. Minute	7	5	14	27	38	50	64	90
2. Minute	10	8	16	31	41	54	69	80
3. Minute	4	8	18	25	35	53	74	81
4. Minute	10	8	15	30	40	50	63	86
5. Minute	9	8	18	22	33	52	56	83

8. Die Lautstärkenwerte, die ursprünglich alle einfach als Galvano-

meterausschläge aufgezeichnet sind, wurden später, um eine bessere Vorstellung zu geben, nach dem Fechnerschen Gesetz mittels der Gleichung: $E = \log \text{nat}\, R$ umgerechnet. Die im folgenden angeführten Zahlen geben also stets die im Ohr empfundenen Stärken E anstatt der gemessenen Galvanometerausschläge R an. Die Einheit ist willkürlich gewählt.

9. Die angestellten Beobachtungen zerfallen in zwei Gruppen:

1. Jahresbeobachtungen.
2. Tagesbeobachtungen.

Die Jahresbeobachtungen, die den jährlichen Verlauf der Störungstätigkeit klarstellen sollen, geschahen nach Möglichkeit alltäglich zwei- oder dreimal. Die Meßreihen erlitten aber wegen zeitweiliger Abwesenheit des Beobachters und im Winter auch wegen Zerstörung der Antennen durch Rauhreif gelegentliche Unterbrechungen. Seitdem das Vorhandensein einer täglichen Periode klar war, wurden die Beobachtungszeiten möglichst konstant gehalten, sodaß die erste Beobachtung morgens nach Sonnenaufgang, die zweite mittags, die dritte abends länger nach Sonnenuntergang stattfand.

10. Die Tagesbeobachtungen dienten der Untersuchung der täglichen Periode. Sie wurden nach Möglichkeit bei schönem, beständigem Wetter ausgeführt, da dann, wie auch an anderer Stelle angegeben wird,[1]) der periodische Verlauf am ausgeprägtesten hervortritt. Meist begannen sie früh morgens eine bis drei Stunden vor Sonnenaufgang und endeten nachts um 10—12 Uhr. Während des Sonnenauf- und Unterganges wurde alle $7^1/_2$ Minuten, sonst auch nur in größeren Zeitabständen ein Messungssatz aufgenommen.

Beobachtungsergebnisse.

11. Jahresbeobachtungen: Ein Überblick über die Jahresbeobachtungen ergibt im wesentlichen dasselbe periodische Bild der Störungstätigkeit, wie es bereits von früheren Beobachtern beschrieben wird.[1])[2]) Von Mai bis Anfang September bewegen sich Störungsanzahl und Lautstärke fast andauernd auf großen Werten. Ein kleineres Maximum wird auch im späterm Dezember, bisweilen noch zu Anfang Januar überschritten. Im November sinkt die Tätigkeit zu einem flachen Minimum herab. Ein langes und tiefes Hauptminimum tritt in der

---

1) H. Moser, Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Telegraphie. Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. 7. S. 215. 1913.

2) A. Esau, Über den Einfluß der Atmosphäre auf die Dämpfung funkentelegraphischer Sender und Empfänger. Phys. Zeitschr. 12. 798. 1911.

Tabelle 2.

0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Datum	Beobachtungstage	Morgen-beobachtungen	Abend-beobachtungen	Mittlere Anzahl				Mittel der Anzahl aus Morgen und Abend		Mittlere Lautstärke				Mittel der Lautstärke aus Morgen und Abend	
				λ 2000		λ 12500		λ 2000	λ 12500	λ 2000		λ 12500		λ 2000	λ 12000
				morg.	abd.	morg.	abd.			morg.	abd.	morg.	abd.		
1919															
September	30	30	30	14	53	32	48	34	40	2,74	4,07	3,12	3,86	3,41	3,49
Oktober	31	31	31	21	48	32	46	35	39	2,37	3,01	2,60	2,77	2,69	2,69
November	20	17	17	14	28	28	33	21	31	1,85	2,31	1,98	2,17	2,08	2,08
Dezember	8	6	5	19	18	37	21	19	29	2,43	2,41	2,40	2,35	2,42	2,38
1920															
Januar	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Februar	24	22	22	3	13	6	11	8	9	1,19	1,78	1,29	1,88	1,49	1,59
März	31	29	29	5	12	7	12	9	10	1,79	2,23	1,81	2,17	2,01	1,99
April	20	28	28	7	25	8	23	16	16	1,63	2,77	1,63	2,37	2,20	2,00
Mai	27	25	23	15	60	17	47	38	32	2,18	3,27	2,28	2,90	2,73	2,59
Juni	17	13	13	11	53	23	48	32	36	1,87	2,75	2,25	2,70	2,31	2,48
Juli	14	10	8	27	72	28	47	50	38	2,44	3,20	2,37	2,61	2,82	2,49
August	31	30	30	15	77	24	49	46	37	2,15	3,02	2,37	2,63	2,59	2,50
September	30	30	30	12	65	33	50	38	42	1,90	2,86	2,18	2,68	2,38	2,43
Oktober	31	31	31	16	67	33	41	42	37	1,70	2,66	2,09	2,29	2,18	2,19
November	14	10	10	16	27	25	25	22	25	1,70	2,16	2,08	2,16	1,93	2,12
Dezember	9	6	6	15	23	18	23	19	21	2,16	2,26	1,97	2,07	2,21	2,02
1921															
Januar	13	9	9	10	12	19	9	11	14	1,68	2,00	1,64	1,87	1,84	1,76
Februar	10	6	6	12	14	22	20	13	21	1,67	1,97	1,65	1,93	1,82	1,79
März	20	17	18	5	13	7	11	9	9	1,32	1,74	1,51	1,81	1,53	1,66
April	20	18	18	5	24	9	20	15	15	1,39	2,27	1,64	2,07	1,83	1,86
Mai	24	19	18	10	49	13	40	30	27	2,17	3,03	2,14	2,67	2,60	2,41
Juni	10	7	7	22	58	30	39	40	35	2,27	3,21	2,18	2,83	2,74	2,51
Juli	13	9	9	9	60	18	32	35	25	1,83	2,63	1,94	2,23	2,23	2,09
August	31	31	30	17	63	25	48	40	37	1,86	2,74	2,00	2,46	2,30	2,23
Gesamtmittel:				13	41	22	32	27	27	1,98	2,63	2,05	2,42	2,28	2,23

zweiten Hälfte des Februar auf und reicht mitunter noch in den März hinein. Von einem an anderer Stelle im Juli beobachteten Hauptminimum[1]) konnte hier nichts wahrgenommen werden. Annähernd ist das Verhalten schon aus den Monatsmitteln abzulesen, die in Tabelle 2 zusammengestellt sind.

Zur besseren Übersicht werden die Werte auch noch graphisch wiedergegeben in den Kurven der Fig. 2. Dabei bedeutet

a) Störungsanzahl am Abend, entsprechend Spalte 5, 7 von Tab. 2
b) Lautstärke am Abend, entsprechend Spalte . 11, 13 „ „
c) Störungsanzahl am Morgen, entsprechend Spalte 4, 6 „ „
d) Lautstärke am Morgen, entsprechend Spalte . 10, 12 „ „
e) Gesamtmonatsmittel der Störungsanzahl, entsprechend Spalte . . . . 8, 9 „ „
f) Gesamtmonatsmittel der Lautstärke, entsprechend Spalte . . . . 14, 15 „ „

12. Ein fortlaufender Vergleich der Störungstätigkeit mit der Wetterkarte zeigt während der warmen Jahreshälfte ein enges Zusammengehen mit der Wirbeltätigkeit. Meistens entsteht gleichzeitig mit dem Erscheinen eines neuen Luftwirbels im Nordwesten Europas großer Lärm im Empfänger, der mit dessen Abwandern oder Ausgefülltwerden wieder verschwindet. Besonders deutlich tritt dies in Erscheinung bei gewitterreichen Wirbeln mit steilen, vielausgebuchteten Rändern. Die Gewitter des Sommers üben meist, wenn sie in sichtbare Nähe kommen, ungeheuere Wirkungen aus, so daß die Empfangseinrichtung mitunter Schaden leiden kann. Aber auch Wetterleuchten rief oft über eine Entfernung von 150—200 km dermaßen laute Störungen hervor, daß der Detektor an Empfindlichkeit verlor. Im Gegensatz zu anderen Angaben[2])[3]) ließen sich Gewitterwirkungen auch über bedeutende Entfernungen nachweisen.

13. Während des Winterhalbjahres ist kaum ein Zusammenhang zwischen der Störungstätigkeit und den Luftwirbeln unserer Wetterkarte zu erkennen. Selbst bei Wintergewittern, die recht häufig vorkamen, trat oft keine besondere Erhöhung der Störungsanzahl und

1) A. Esau, Über den Einfluß der Atmosphäre auf die Dämpfung funkentelegraphischer Sender und Empfänger. Phys. Zeitschr. 12. 798. 1911.

2) H. Mosler, Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Telegraphie. Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. 7. 215. 1913.

3) G. Lutze, Luftelektrizität und drahtlose Telegraphie. „Die Antenne.“ (Herausgeg. von Dr. E. F. Huth.) 1. 121. 1913; 2. 10. 1914.

der Lautstärke auf. Dies kommt wohl daher, daß Wintergewitter überhaupt weniger heftig und ärmer an Entladungen sind.

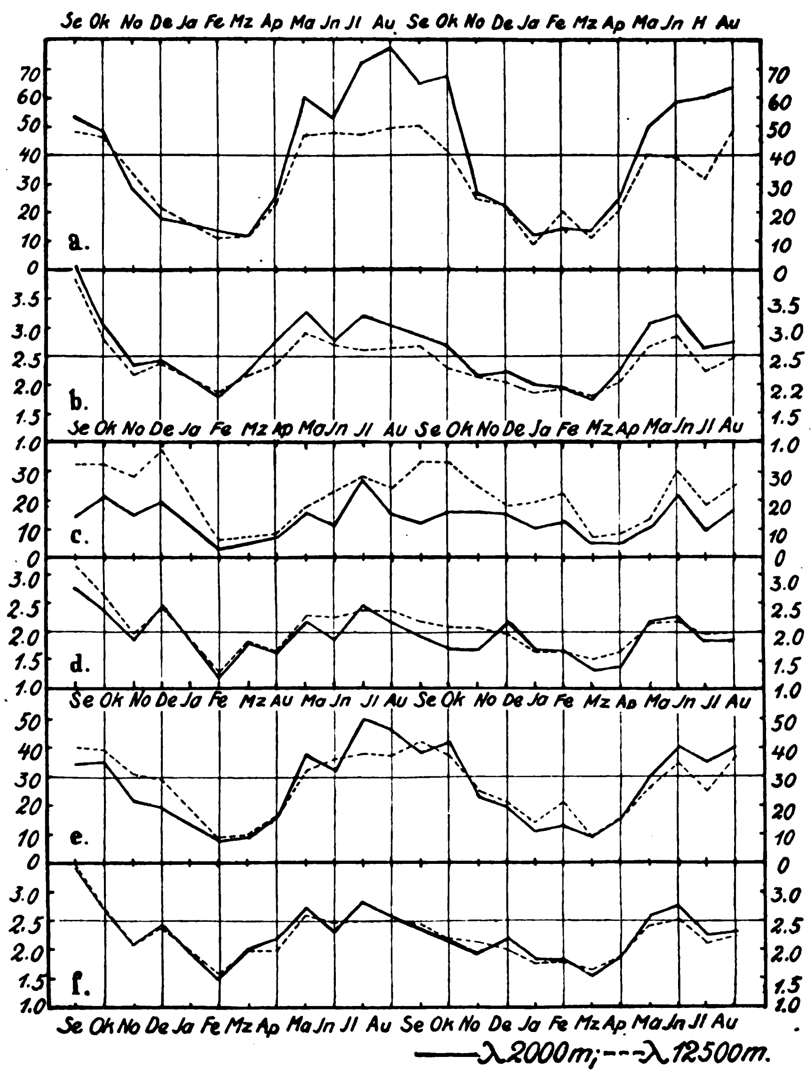


Fig. 2. Jahreskurven.

14. Tagesbeobachtungen: Die Beobachtungen (vgl. Nr. 10) von 15 einzelnen Tagen, verteilt über die Monate März, April, Mai, August, Sep-

tember, Oktober, November wurden graphisch aufgetragen und ausgemittelt. Es ließ sich in Übereinstimmung mit anderen Beobachter[1][2][3][4]) eine deutliche tägliche Periode feststellen, die in der Nacht und um Mittag je ein Maximum, um die Zeit des Sonnenauf- und Untergangs je ein Minimum besitzt. Jedoch konnte die an anderer Stelle[4]) häufig beobachtete vollkommene Stille zur Zeit des Sonnenuntergangs niemals wahrgenommen werden. Im einzelnen läßt sich der mittlere Verlauf der Tätigkeit quantitativ aus der Tabelle 3 und den darnach gezeichneten Kurven der Fig. 3 ersehen, wo unter *a* Störungsanzahlen, unter *b* Lautstärken aufgetragen sind, jeweils in Prozenten eines jeden Hauptmaximums. In der Figur ist der Sonnenaufgang um 6^h morgens, der Untergang 6^h abends angenommen.

Tabelle 3.

SA. = Sonnenaufgang; St. = Stunden; v. = vor
SU. = Sonnenuntergang; ^{h} = Uhr; n. = nach
Gr. % = Höhe der Ordinaten, ausgedrückt in Prozenten der Ordinate eines jeden Hauptmaximums.

			Beginn des Steilabfalls am Morgen	Haupt-minimum morgens	Sekund. Maximum nachm.	Sekund. Minimum abends	Haupt-maximum nachts
Störungsanz.	λ 2000	Zeit	0,9 St. v. SA.	1,5 St. n. SA.	1^h,8 nachm.	1,6 St. v. SU.	1,2 St. n. SU.
		Gr. %	70	10	40	30	100
	λ 12500	Zeit	0,7 St. v. SA.	1,6 St. n. SA.	2^h, 1 nachm.	0,2 St. v. SU.	4,0 St n. SU.
		Gr. %	60	20	100	40	100
Lautstärke	λ 2000	Zeit	1,5 St. v. SA.	0,9 St. n. SA.	1^h,8 nachm.	1,6 St. v. SU.	2,0 St. n. SU.
		Gr. %	85	50	89	74	100
	λ 12500	Zeit	0,7 St. v. SA.	1,6 St. n. SA.	2^h, 1 nachm.	0,7 St. v. SU.	4,0 St. n. SU.
		Gr. %	89	65	100	74	100

15. Es konnte ferner durch Zuhilfenahme der schon besprochenen Jahresbeobachtungen nachgewiesen werden, daß sich die Tiefe der Ein-

1) H. Mosler, Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Telegraphie. Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. **7.** 215. 1913.

2) A. Esau, Über den Einfluß der Atmosphäre auf die Dämpfung funkentelegraphischer Sender und Empfänger. Phys. Zeitschr. **12.** 798. 1911.

3) Wigand und Lutze, Physikalische Untersuchungen im Freiballon. Abhandlungen der naturforschenden Gesellschaft zu Halle a. S. Neue Folge, Nr. 2. 1913.

4) W. H. Eccles, Über gewisse, die Fortpflanzung elektrischer Wellen über die Oberfläche des Erdballes begleitende Erscheinungen. Phys. Zeitschr. **13.** 1163. 1912.

schnitte im täglichen Verlauf der Störungstätigkeit während des Jahres periodisch ändert, und zwar derart, daß die Tageskurven im Sommer sehr stark, im Winter nur wenig ausgeprägte Einschnitte erleiden.

16. Nebenbei sei bemerkt, daß derartige fortlaufende Beobachtungen während der totalen Mondfinsternis am 3. Mai 1920 und der partiellen Sonnenfinsternis am 8. April 1921 keinen Einfluß von Finsternissen auf die Irrgängertätigkeit erkennen ließen. Überhaupt wurden niemals Anzeichen einer Einwirkung des Mondlichtes wahrgenommen.

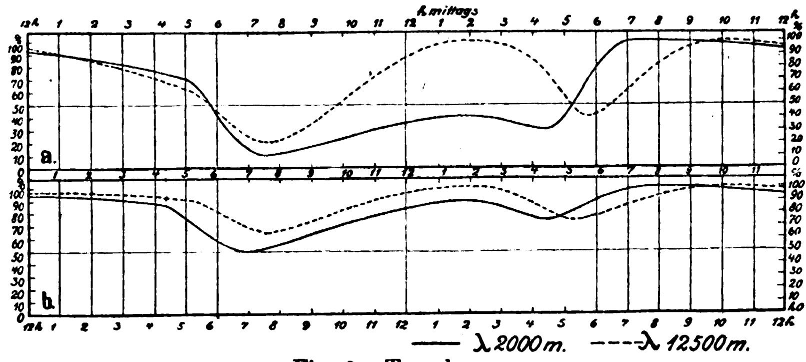


Fig. 3. Tageskurven.

Dagegen hängt möglicherweise ein am Abend des 22. März 1920 gehörtes Surren und Rauschen mit dem Nordlicht zusammen, das in der gleichen Zeit sichtbar war. Die Geräusche zeigten ein Maximum der Lautstärke auf Welle 6500 m.

17. Alle bisher besprochenen Beobachtungen zeigen dieselbe Eigentümlichkeit, daß die Irrgängertätigkeit durchweg auf Welle 2000 m bedeutend größeren Schwankungen unterworfen ist als auf Welle 12500 m. Die Morgen- und Tagwerte von Anzahl und Lautstärke sind stets kleiner, die Nachtwerte aber größer als auf der langen Welle. Dieses Verhalten stimmt mit den Schwankungen überein, die die Reichweite drahtloser Sendestationen im Laufe des Tages erleidet.[1]) Auch dort ist die Intensität auf kurzen Wellen tagsüber gering, während sie auf langen größer bleibt. In der Nacht werden die Zeichen kleiner Wellen sehr laut, die der großen aber bleiben etwas dahinter zurück. Auch die besprochenen Minima der Störungstätigkeit bei Sonnenauf- und Untergang stimmen sehr genau mit den

1) Marconi, Electrician **67.** 532. 1911; Electrical World **59.** 887. 1912; E. T. Z., 322. 1912.

tiefen Einschnitten überein, die zu diesen Zeiten bei drahtlosem Verkehr auf große Entfernungen im Verlauf der Empfangsintensität beobachtet werden.

18. Die große Ähnlichkeit des Störungsverlaufs mit dem Verhalten der Reichweite drahtloser Sender auf verschiedenen Wellenlängen geht auch noch aus folgenden Versuchen hervor: Schon früher wurde von anderer Seite [1]) eine Zunahme der Störungsanzahl mit der Wellenlänge [2]) festgestellt. Man vermutete eine Art Resonanzeffekt,[3]) und zwar in der Gegend von Welle 3000 m, über die hinaus damals die Untersuchung nicht ausgedehnt wurde. Entsprechende Beobachtungen an der hiesigen Station ergaben, daß in ihrem ganzen großen Wellenbereich keine solche Resonanzlage aufzufinden ist, sondern daß gewöhnlich bei Tag die Tätigkeit mit der Wellenlänge immer weiter wächst, während sie bei Nacht umgekehrt mit ihr abnimmt. Einige Beispiele solcher Zählungen gibt Tabelle 4 wieder.

Tabelle 4.

Welle	Gleichzeitige Anzahl auf verschiedenen Wellen				
m	bei Tag			bei Nacht	
12 500	27	35	45	64	83
9 500	21	31	41	72	86
6 500	15	22	21	84	89
4 000	13	19	20	89	97
2 000	9	7	8	90	98

19. In diesem Zusammenhang sind auch Beobachtungen von Interesse, die während der beiden Jahre gleichzeitig mit zwei vollkommen getrennten Empfangsstationen gemacht wurden. Das eine System enthielt den sonst stets verwandten Apparat, das andere einen diesem möglichst genau nachgebildeten zweiten in Verbindung mit der in Nr. 2 erwähnten SE-Antenne. Ein Empfänger stand auf Welle 2000 m, der andere auf 12500 m, und man hörte mit zwei Telephonen gleichzeitig auf die Tätigkeit in beiden Systemen. Dabei zeigte sich bei Tag meist nur sehr geringer Zusammenhang. Nur einige sehr laute Geräusche konnten in beiden Telephonen gleichzeitig gehört werden, während sonst vollkommene Unabhängigkeit zwischen den Irrgängern beider Wellen herrschte. Bei Nacht dagegen waren fast ausnahmslos alle Störungen der zwei Wellen vollkommen identisch.

1) H. Mosler, Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Telegraphie. Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph., 7. 215. 1913.

2) Offenbar nur bei Tage.

3) G. Lutze, Luftelektrizität und drahtlose Telegraphie. „Die Antenne.“ (Herausgeg. von Dr. E. F. Huth.) 1. 121. 1913; 2. 10. 1914.

Zusammenfassung.

20. Die Ergebnisse der Untersuchung sind im wesentlichen diese:

1. Die Beobachtungen während zweier Jahre haben einen deutlich periodischen Verlauf der Irrgängertätigkeit mit den Jahreszeiten ergeben. Minima finden sich im Februar und im November, Maxima während des Sommers und im Dezember.

2. Beobachtungen während einzelner Tage erwiesen eine deutliche tägliche Periode. Minima treten auf bei Sonnenauf- und Untergang, Maxima am Nachmittag und in der Nacht.

3. Bei beiderlei Beobachtungen sind die Vorgänge auf Welle 12500 m weniger starken Schwankungen unterworfen und erreichen nicht so scharf ausgeprägte Extremwerte, wie diejenigen auf Welle 2000 m. Es ist dies dasselbe Gesetz, dem auch die tägliche Schwankung der Reichweite drahtloser Sender auf verschiedenen Wellenlängen folgt.

Heidelberg, Sternwarte.

Die elektrische Anziehung nach Johnsen-Rahbek und ihre Anwendung in der Hochfrequenztechnik.

Von **Karl Rottgardt.**

Die beiden dänischen Ingenieure Knud Rahbek und Alfred Johnsen machten Ende des Jahres 1917 gelegentlich anderer Arbeiten eine Beobachtung, die ihre Aufmerksamkeit erregte:

Sie hatten an zwei, auf einem lackierten Holzbrett befestigten Klemmen eine 50-periodige Wechselstromspannung angeschlossen. Wenn sie das Holzbrett berührten oder gar mit der Hand über die Fläche des Brettes hinweg fuhren, war der Wechselstrom deutlich zu hören. Diese Beobachtung erschien ihnen der Untersuchung wert, und das Ergebnis ihrer Untersuchung ist die Entdeckung, die es ermöglicht, die elektrostatische (elektrische) Anziehung als ein neues Konstruktionsmittel für ausgedehnte Gebiete in die Elektrotechnik einzuführen.

Im Sommer 1919 übernahm die Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin die wirtschaftliche Ausnutzung dieser Entdeckung, die nun heute bekanntlich bei einer großen Zahl von Apparaten auf den verschiedensten Gebieten der Elektrotechnik ausgewertet worden ist. Auf ihr beruhende Apparate wie Relais, Schreibapparate, Verstärker, Laut-

sprecher werden wegen ihrer hohen Empfindlichkeit auch in der Hochfrequenztechnik eine Rolle spielen.

Die physikalischen Grundlagen [1]) sind kurz folgende:

Der prinzipielle Versuch ist einfach:

Ein Halbleiter (Fig. 1) — Achat, Solnhofener Schiefer, Feuerstein oder andere —, ist auf der einen Seite mechanisch plan geschliffen, auf der anderen Seite leitend mit einer Metallarmierung versehen, die mittels Drahtleitung über einen hohen Sicherheitswiderstand mit einem

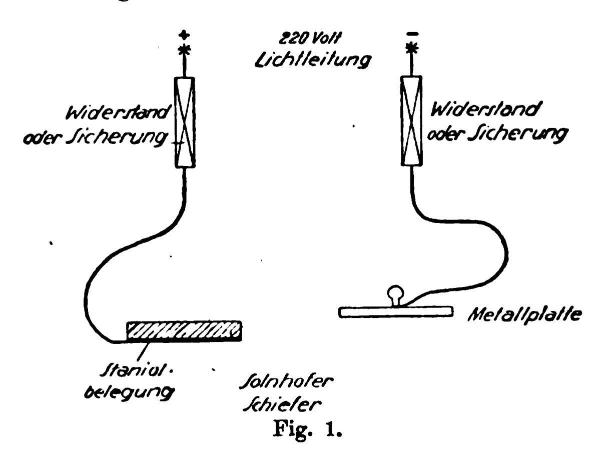


Fig. 1.

Pol (Plus) einer Spannungsquelle z. B. 220 Volt Lichtleitung, verbunden wird. Der Minuspol ist über einen gleichen Widerstand mit einer Metallplatte leitend verbunden, deren untere Fläche ebenfalls mechanisch plan ist. Legt man die planen Flächen von Metallplatte und Halbleiter aufeinander, so daß Strom vom Pluspol durch Widerstand, Metallarmierung, Halbleiter, Metallplatte und Widerstand zum Minuspol fließt, so haftet der Halbleiter fest an der Metallplatte; er kann bei Anheben der Metallplatte mitgehoben werden. Löst man die Verbindung der Metallplatte mit dem Minuspol, so löst sich auch der Halbleiter von der Metallplatte. Die Stromstärke, die z. B. bei einem 1—2 cm dicken Solnhofener Schieferstein während dieses Vorganges bei Anlegung von 220 Volt fließt, beträgt etwa $1 \cdot 10^{-6}$ Amp., so daß sich der Ohmsche Widerstand des ganzen Systems zu etwa zwei- bis dreimal Hundertmillionen Ohm errechnet. Die Leistung, die notwendig ist, um ein Halbleiterstück von 75 g festzuhalten, beträgt etwa $2—3 \cdot 10^{-4}$ Watt.

1) Siehe auch Zeitschrift f. techn. Physik, Heft 11, Jahrg. 1921.

Schaltet man in die Zuleitung zu der Metallplatte hohe Widerstände, z. B. einen oder viele menschliche Körper, oder Silitstäbe von von sehr hoher Ohmzahl, so bleibt der Anziehungsvorgang der gleiche. Es ist auch gleichgültig, aus welchem Metall die Metallplatte besteht; es kann Messing, Kupfer, Zink, Aluminium, Eisen oder irgendein anderes Metall sein. Der zweite Stoff kann sogar selbst wieder aus einem Halbleiter bestehen: Dieser Versuch ist leicht durchführbar, indem man einen zweiten Schieferstein auf einer Fläche mit Metall leitend verbindet, auf der anderen Seite plan schleift und dann nach Anschluß der Metallarmierung an den Minuspol die beiden planen Flächen der beiden Steine aufeinanderlegt: sie haften aneinander.

Dieses Haften eines Leiters an einem Halbleiter bei Anlegung einer geringeren Spannung unter gleichzeitigem Stromfluß durch das gesamte System Halbleiter/Leiter ist die Entdeckung der beiden Dänen

Betupft man die plane Fläche des Halbleiters mit Alkohol und legt die planen Flächen von Halbleiter und Leiter aufeinander, so haften die beiden Stoffe nicht aneinander; es fließt ein Strom von ungefähr $^1/_2$—$1 \cdot 10^{-3}$ Amp., d. h. ein Strom, der ungefähr tausendmal so groß ist wie beim ersten Versuch. Der Widerstand des Systems in diesem Zustande ergibt sich also zu zwei- bis dreimalhunderttausend Ohm, d. h. tausendmal so klein als im Anziehungszustand. Der Alkohol wird verdunsten. Wenn man den Anziehungsversuch während des Verdunstungsvorganges öfter wiederholt, so wird mit fortschreitender Verdunstung die Metallplatte an dem Metalleiter immer besser haften, wobei der Strom immer geringer wird, bis nach vollständigem Verdunsten des Alkohols der Stein wieder fest an der Metallplatte klebt, aber auch wieder die ursprüngliche geringe Stromstärke vorhanden ist.

Aus diesem Versuch geht klar hervor, daß nur Vorgänge an den beiden Oberflächen für den Anziehungsvorgang maßgebend sind. Der bei Betupfen mit Alkohol festgestellte Widerstand entspricht ungefähr dem reinen Steinwiderstand; der Widerstand nach Verdunsten des Alkohols entspricht der Summe aus dem reinen Steinwiderstand und dem Übergangswiderstand in der Trennschicht zwischen Halbleiter und Metalloberfläche.

Mit Hilfe einer Lord Kelvinschen Potentialwage wurden Kurven festgestellt, die die Abhängigkeit der Anziehung von der an Metallplatte und Halbleiter angelegten Spannung angeben. Fig. 2 zeigt ausgezogen eine derartige Kurve, wie sie an einem Solnhofener Schiefer von 20 cm Dicke gegen eine Metallplatte von 4 cm² Oberfläche gefunden

wurde. Aus der Form der Kurve sieht man, daß die Anziehung etwa quadratisch mit der angelegten Spannung zunimmt. Man kann also annehmen, daß der Anziehungsvorgang auf elektrostatischer Grundlage erfolgt.

Für die elektrostatische Anziehung gilt die Gleichung:

$$\text{Anziehungskraft} = \frac{\text{Oberfläche} \cdot (\text{Spannung})^2}{8\,\pi \cdot (\text{Abstand der Platten})^2}$$

dabei ist die linear eingehende Dielektrizitätskonstante und die eventuelle Inhomogenität der Feldverteilung an den Plattenrändern der

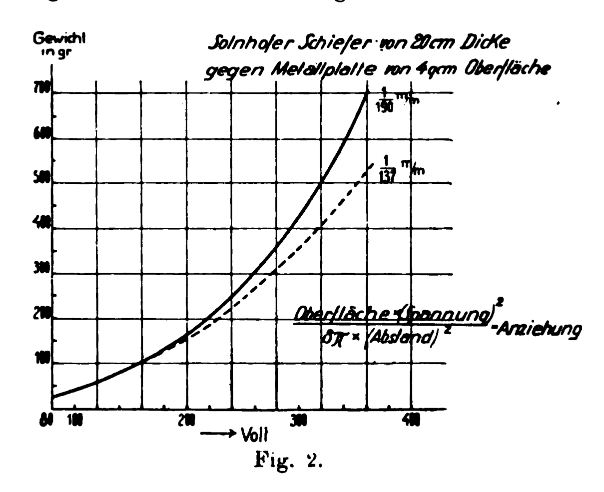


Fig. 2.

aufgelegten Metallplatte nicht beachtet. Untersucht man die gefundene Kurve nach dieser Gleichung, so ergibt sich am Anfang der Kurve, da Oberfläche, Spannung und Anziehung bekannt sind, daß die Anziehung derjenigen bei einem Kondensator entspricht, dessen Platten sich in einem Abstand von 1/137 mm befinden. Berechnet man dann für diesen Abstand nach der Formel die Anziehung als Funktion der Spannung, so ergibt sich die gestrichelte Kurve. Faßt man den Anziehungsvorgang als einen elektrostatischen auf, so ergibt sich aus der Abweichung der theoretischen und der gemessenen Kurve, daß bei dem praktischen Anziehungsvorgang sich der Abstand der beiden aktiven Oberflächen mit zunehmender Spannung verringern muß, da diese Größe die einzige ist, die veränderlich sein kann. Es zeigt sich, daß sich der Abstand bis zu etwa 1/200 mm verringert.

Bei der Anziehung zwischen Halbleiter und Metallplatte findet also eine elektrostatische Anziehung zwischen den beiden Oberflächen

des Halbleiters und Steines statt, die sich auf einem Abstande von 1/100—1/200 mm gegenüberstehen.

Fig. 3 gibt ein theoretisches Bild, wie man sich jetzt den Vorgang der Anziehung zwischen Halbleiter und Leiter vorstellen kann. Der Halbleiter (Schiefer) ist auf der einen Seite leitend mit einer Metallarmierung (Staniol) verbunden und an den Pluspol einer

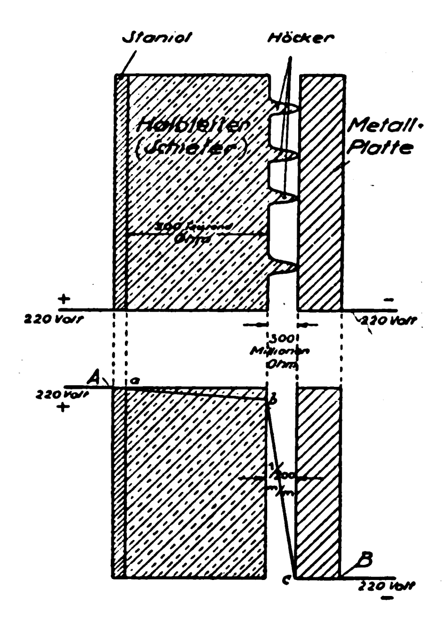


Fig. 3.

220 Voltleitung angelegt. Die Metallplatte ist an den Minuspol angeschlossen. Die beiden Flächen der Metallplatte und des Halbleiters, die sich berühren, sind zwar mechanisch plan; man kann aber annehmen, daß kleine Erhebungen, Höcker, insbesondere auf der Halbleiterfläche, vorhanden sind, auf denen die Metallplatte aufliegt, die also allein die Stromleitung durch das System vom Plus- zum Minuspol ausüben. Der Widerstand des Halbleiters als solcher ist bereits sehr hoch, er entspricht bei dem gewählten Beispiel 300000 Ohm, wenn die Zwischenräume zwischen den einzelnen Höckern leitend (Alkohol) ausgefüllt sind, so daß nicht die Höcker allein die Stromleitung bewirken. Der Widerstand der Höcker entspricht, wie ja auch bei ihrem geringen Querschnitt und ihrer schlechten Leitfähigkeit ohne weiteres erklärlich ist, dem Widerstand des Systems ohne leitende

Ausfüllung der Zwischenräume, also beim normalen Anziehungsvorgang; er beträgt somit bei dem gewählten Beispiel etwa dreihundertmillionen Ohm weniger dreihunderttausend Ohm. Übersetzt man sich diese Widerstandsverteilung des Systems während des Anziehungsvorganges in Spannung, so ergibt sich, daß 0,1 % der angelegten Spannung von 220 Volt auf den Teil von der leitenden Verbindung bis zum Beginn der Höcker und 99,9 % auf den Teil vom Beginn der Höcker bis zur Berührung der Höcker mit der Metallfläche verteilt ist. Mit

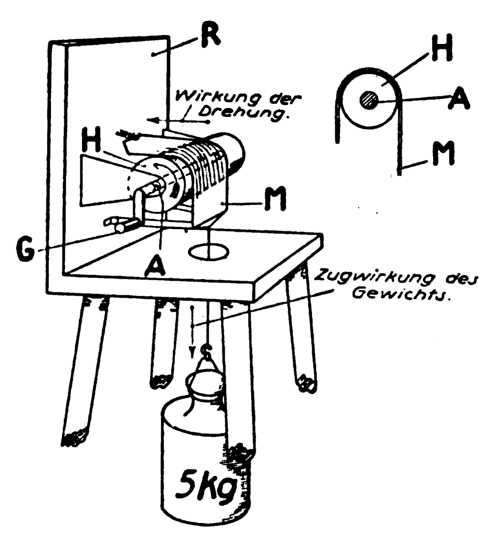


Fig. 4.

anderen Worten, zwischen den Zwischenflächen der Höcker und der Metalloberfläche liegt 99,9 % der angelegten Spannung, also praktisch die gesamte Spannung, wobei die kleinen Höcker, als Distanzstücke wirkend, die aktiven Oberflächen in einem Abstand von, wie vorhin ausgerechnet, $\frac{1}{100}$ bis $\frac{1}{200}$ mm hatten.

Der untere Teil des Bildes zeigt figürlich den Spannungsabfall an der Linie *AabcB*, wobei die Neigung des Teiles *ab* übertrieben gezeichnet ist.

Diese Theorie erklärt auch, daß mit zunehmender Spannung der Abstand sich ändert, weil in diesem Falle die Höcker mehr zusammengepreßt, also die Zwischenflächen zwischen den Höckern und die Metalloberfläche einander näher gebracht werden.

Für praktische Zwecke hat sich als besonders geeignet die Verwendung eines der beiden anziehenden Körper in Walzenform bewährt. Fig. 4 zeigt eine solche Anwendung. Eine Achatwalze H ist leitend mit einer Achse A, die an einem Griff G in der Richtung des Pfeiles

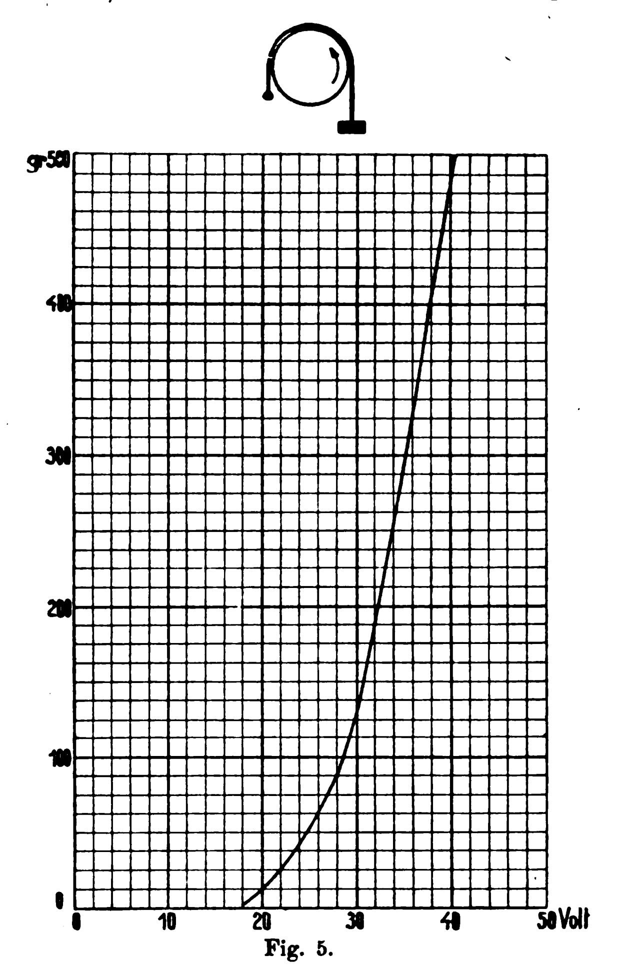


Fig. 5.

gedreht werden kann, verbunden. Die Achse entspricht also der früheren Metallarmierung. Auf der Achatwalze liegt ein Metallband M auf, das mit einem Ende an der Rückwand R eines Holzgestelles befestigt ist. An dem anderen Ende können Gewichte aufgehängt werden. Man kann jetzt durch Anlegen verschiedener Spannungen an

Halbleiter und Metallband die Abhängigkeit der Anziehung von der Spannung messen, indem man bei jeder Spannung das Gewicht feststellt, das bei Drehung der Achse infolge der durch diese Spannung bewirkten Anziehung zwischen Metallband und Halbleiter noch gehoben wird. Fig. 5 zeigt eine solche Kurve, die viel steiler als quadratisch ansteigt. Es gibt Kurven, die anzeigen, wie die Anziehung mit bis zur fünften Potenz der Spannung zunimmt.

Die Ursache dieser Abweichung vom quadratischen Gesetz dürfte darin bestehen (Fig. 5), daß während des Anziehungsvorganges beim Drehen der Halbleiterwalze durch den der Drehwirkung entgegengesetzt wirkenden Zug des Gewichtes auch mechanisch der Abstand der aktiven Flächen von Halbleiter und Metallband verringert wird. Als Beispiel mag dienen, daß zum Festhalten eines Gewichtes von etwa 5 kg nur eine Leistung von weniger als 1/10 Watt notwendig ist.

Bei Anwendung walzenförmiger Körper hat man also eine Einrichtung, bei der bei kleinster Spannungs- bzw. entsprechender Stromänderung sehr große Anziehungskraftänderungen eintreten.

In welchem Punkt der Kurve man arbeiten will, kann beliebig ausgewählt werden, da ja mit einer beliebigen elektrischen Vorspannung, die an Halbleiter und Stahlband angelegt wird, gearbeitet werden kann.

Liegt z. B. zwischen dem Halbleiter-Leitersystem schon eine Vorspannung von 35 Volt (Fig. 5), so wird eine Zunahme von nur 5 Volt eine Anziehungskraftänderung entsprechend einem Gewicht von ungefähr 180 g bewirken, während eine gleiche Spannungsänderung von 5 Volt am Anfang der Kurve nur einer Anziehungskraftänderung entsprechend 30—40 g gleich kommt.

Auf Fig. 6 ist eine graphische Darstellung der Erscheinungen versucht; in ihm sind a, b und c aus der Anziehungsformel errechnete Kurven der Abhängigkeit der Anziehung von der Spannung für 1/100, 1/150 und 1/200 mm der Belegungsabstände. Bei ebenen Berührungsflächen von Halbleiter und Leiter ändert sich dann die Anziehung mit der Spannung nach der gestrichelten Kurve d, weil sich der Abstand, wie gezeigt wurde, mit zunehmender Spannung verringert. Bei Änderung der Spannung, also von 200—240 Volt, ändert sich die Anziehung bei ebenen Flächen von A nach B. Bei Verwendung von Zylinderflächen ändert sich die Anziehung bei gleicher Änderung der Spannung von 200—240 Volt nach der stark gestrichelten Kurve e wegen der gleichzeitigen mechanischen Abstandsverringerung.

Die Bedeutung der Entdeckung besteht im wesentlichen darin,

daß der Anziehungsvorgang trägheitslos ist, während beim Elektromagnet mit der Remanenz und Selbstinduktion zu rechnen ist. Dann können bei dieser elektrischen Anziehung Anker beliebig geringer Masse verwandt werden, die noch dazu aus beliebigem Metall sein können, während der Elektromagnet an Anker gewisser Größe und nur aus Eisen ge-

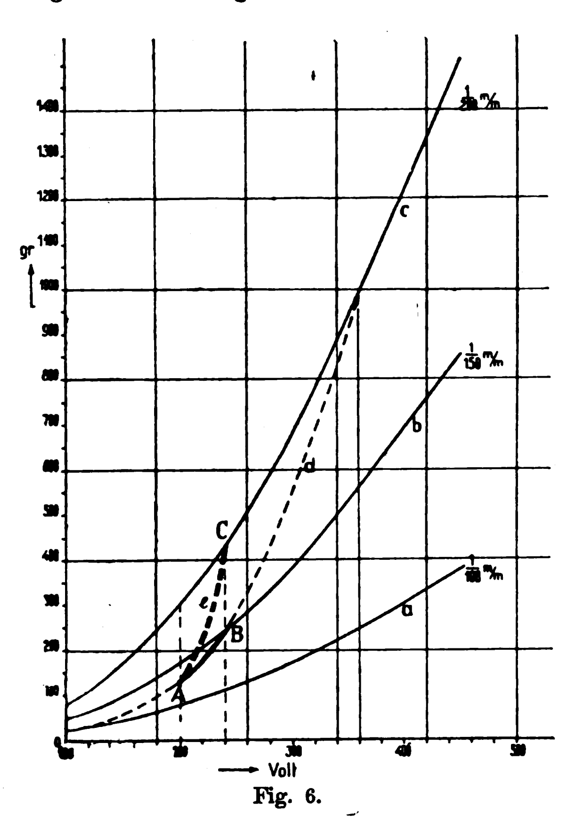


Fig. 6.

bunden ist. Schließlich werden bei sehr geringen elektrischen Leistungen sehr hohe Anziehungswirkungen erzielt.

Die Anziehung besitzt gegenüber der elektromagnetischen den Nachteil, daß im allgemeinen keine Fernwirkung vorhanden ist, daß die beiden sich anziehenden Materialien vor der Anziehungswirkung in Berührung stehen müssen und daß auf die Oberflächenbeschaffenheit der beiden Materialien (Feuchtigkeit) große Rücksicht genommen werden muß.

Experimenteller Vergleich verschiedener Spulenwicklungsarten.

Von **Robert Ettenreich.**

Die folgenden Versuche wurden unternommen um zu entscheiden, ob die in Amerika für Empfangszwecke so vielverwendete „Honeycomb"-Wicklung von de Forest bezüglich Dämpfung und verteilter Kapazität der Stufenwicklung gleichwertig ist.

Die Honeycomb-Wicklung läßt sich nur bei Spulen aufbringen, deren Verhältnis von Durchmesser zur Breite zwischen 2 und 4 liegt, und wird erhalten, indem beim Aufwickeln, während sich der Spulenkörper um seine Achse dreht, die Führungsöse des Drahtes eine Pendelbewegung parallel zur Richtung der Spulenachse ausführt. Diese Pendelbewegung muß etwas langsamer erfolgen als die Achsdrehung, damit die einzelnen Windungen sich nicht aufeinander, sondern, durch einen kleinen Luftabstand getrennt, nebeneinander legen. Man wählt die Abstände so, daß sie ganzzahlig im Spulenumfang enthalten sind, und erreicht damit, daß die zweite Lage sich genau mit der ersten deckt. So entsteht ein rhombisches Maschenwerk, dessen Ähnlichkeit mit einer Honigwabe die Wicklungsart bekanntlich ihren Namen verdankt. Solche Spulen lassen sich maschinell sehr einfach herstellen; es ist deshalb von einem gewissen praktischen Interesse, ob die elektrischen Eigenschaften ebenso günstig sind als die fabrikatorischen. Um dies zu prüfen, wurde eine Hochfrequenzemaillitze von 1,3 mm Durchmesser (Kupfer 120 × 0,05, doppelt Seide) von 13,8 m Gesamtlänge auf einen Spulenkörper aus Fibre (Durchmesser 9,2 cm, Breite 3,9 cm), der Reihe nach in Stufenwicklung, Honeycomb-Wicklung, gewöhnlicher hin- und rücklaufender Wicklung, und schließlich in der Art aufgebracht, daß die erste Lage in gewöhnlicher Art vollgewickelt, sodann der Draht innen durchgezogen und die zweite Lage in der gleichen Richtung wie die erste darauf gespult wurde. In jeder dieser Wicklungsarten wurden die Selbstinduktion, die Eigenschwingung, die Eigenkapazität und die Dämpfung bei zwei verschiedenen Wellen gemessen.

Die ersten drei Größen bestimmte ich nach der Energieentziehungsmethode, indem ich die zu messende Spule an einen bekannten Luftkondensator anschloß und die Abstimmung eines sehr lose mit ihr gekoppelten kleinen Röhrengenerators so lange änderte, bis ein mit dem Sender andererseits gekoppelter aperiodischer Detektorgalvano-

meterkreis durch Rückgang des Instrumentausschlages die Resonanz anzeigte. Diese Frequenz wurde nun festgehalten, an Stelle der zu messenden Spule ein Normalwellenmesser gebracht, und dieser nun abgestimmt, bis abermals der Rückgang eintrat. So maß ich auch die Eigenschwingung der offenen Spule und konnte aus einer Reihe derartiger Beobachtungen durch wiederholte Anwendung der Thomsonformel Eigenkapazität und Selbstinduktion trennen. Die Dämpfungen erhielt ich nach der Bjerknessmethode bei extremloser Kopplung mit einem 20 Watt-Röhrensender unter Anwendung eines Parallelkondensators von 50 cm zu Luftdrehkondensatoren von 1000 bzw. 6000 cm, indem ich um die Spule zur Aufnahme der Resonanzkurve eine einzige Kopplungswindung legte, die über ein Galvanometer und einen geeichten Detektor geschlossen war.

	Stufenwicklung 2lagig	Honeycomb 4lagig	
Windungszahl	48	45	
Selbstinduktion	0,240	0,218	Millihenry
Eigenkapazität	14,0	41,0	cm
Eigenwelle	115	180	m
Dämpfungsdekrement	$\lambda = 1300$ m $\lambda = 2500$ m 0,0140 0,0188	$\lambda = 1300$ $\lambda = 2500$ 0,0162 0,0210	
Dämpfungswiderstand	1,52 1,10	1,67 1,10	Ohm
Ohmscher Widerstand	0,64	0,64	Ohm
Hochfrequ.-Verlustwiderst.	0,88 0,46	1,08 0,46	Ohm

	Vollgewickelt 1 Lage hin, 1 Lage zurück	Vollgewickelt Beide Lagen in gleicher Richtung	
Windungszahl	48	48	
Selbstinduktion	0,244	0,247	Millihenry
Eigenkapazität	175	107	cm
Eigenwelle	413	326	m
Dämpfungsdekrement	$\lambda = 1400$ $\lambda = 2500$ 0,0177 0,0194	$\lambda = 1440$ $\lambda = 2550$ 0,0180 0,0195	
Dämpfungswiderstand	1,82 1,12	1,82 1,11	Ohm
Ohmscher Widerstand	0,64	0,64	Ohm
Hochfrequ.-Verlustwiderst.	1,18 0,48	1,18 0,47	Ohm

Bezüglich der verteilten Kapazität ist also die Stufenwicklung allen anderen Systemen weitaus überlegen. Praktisch spielt das aber nur dann eine Rolle, wenn die Nullkapazität des verwendeten Abstimmkondensators einschließlich der Leitungsführungen gegenüber der Eigenkapazität klein ist. In der Regel dürfte sie jedoch größer sein, so daß die Honeycomb-Wicklung in dieser Hinsicht als ausreichend

kapazitätsfrei betrachtet werden kann. Mit zunehmender Eigenkapazität steigt auch die Dämpfung merklich an; jedoch nur bei der kurzen Welle. Dies läßt darauf schließen, daß die Dämpfungvermehrung ihre Ursache ausschließlich in den dielektrischen Verlusten der Drahtisolation hat, so daß bei großer Gesamtkapazität, wie sie zur Messung der längeren Welle angewendet wurde, die kleine Verlustkapazität der Spule keine merkliche Rolle mehr spielt.

Aus dem Radio-Laboratorium E. Schrack, Wien I, Schmerlingplatz 8, am 31. März 1922.

Eine neue Glühkathoden-Senderöhre, bei der die Anode gleichzeitig die Gefäßwand bildet.

Von **W. Seitz.**

Bekanntlich wird bei hoher Belastung die Anode jeder Senderöhre sehr stark durch die auftreffenden Elektronen erhitzt, und dadurch ist, abgesehen von der unter Umständen sehr lästigen Wärmestrahlung, der Wirksamkeit der Röhre eine Grenze gesetzt. Bei der im folgenden beschriebenen Senderöhre ist die Aufgabe, die Anode intensiv zu kühlen,

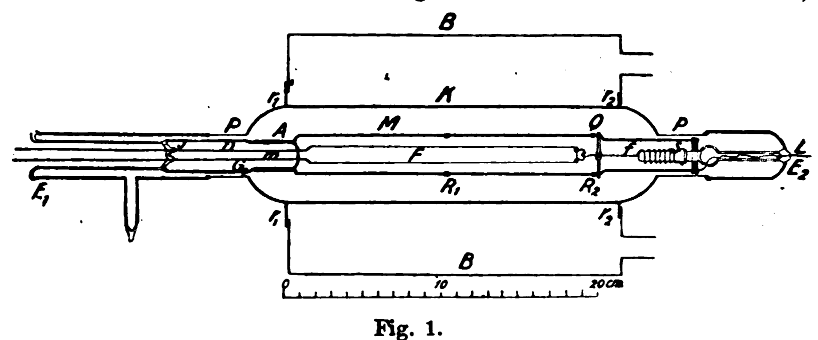


Fig. 1.

gelöst, indem diese selbst zur Röhrenwand gemacht und von außen mit Wasser umgeben wird.

Die Konstruktion und die Dimensionen sind aus der Zeichnung ersichtlich: Ein gezogenes und getriebenes Kupferrohr von 2 bis 3 mm Wandstärke und 6 cm Weite, an das die beiden Kupferblechringe r_1 und r_2 hart angelötet sind, bildet gleichzeitig die Anode und die Gefäßwand. An den beiden abgerundeten Enden sind Platinstutzen (P) von etwa 0,15 mm Wandstärke, 26 mm Weite und 25 mm Länge

hart angelötet, und mit ihnen die Glasteile, welche das Netz und den Glühfaden tragen, verschmolzen. Ein Gestell, das aus vier 1,8 mm starken Molybdändrähten (M) verfertigt und durch die Elektrolyteisenringe (R_1) und (R_2) versteift ist, trägt das feinmaschige Molybdändrahtnetz (das Netz ist in der Zeichnung nicht angegeben) und ist am einen Ende durch eine kupferne Manschette (A) an dem Glasrohr G_1 und am anderen Ende durch eine eiserne Verschraubung an dem Glasstab S befestigt. Die Zuleitung (L) zum Netz ist bei E_2 eingeschmolzen. Innerhalb des etwa 18 cm langen Netzes wird der Glühfaden (F) je einmal hin und hergeführt. Um ein Springen der Einschmelzstellen (J) der Zuleitung zum Glühfaden zu verhüten, sind sie durch 8 cm lange, entsprechend dicke Kupferdrähte D vom Glühfaden selbst getrennt.

Eine gewisse Schwierigkeit besteht darin, den Faden während des Glühens genügend gespannt zu erhalten. Diesem Zweck dient eine Molybdändrahtfeder (f), die über den Glasstab (S) geschoben und an einer Verdickung desselben festgebunden ist. Um zu verhindern, daß der Glühfaden durch die starke Potentialdifferenz, die zwischen ihm und dem Netz besteht, zur Seite gezogen wird, was zu einem Kurzschluß Anlaß geben könnte, ist das gerade Ende der Feder, an das der Faden angehakt ist, durch eine Öse aus Quarzglas (Q) hindurchgeführt. Das gerade Ende des Federdrahtes muß etwa 3 cm lang sein, damit die Feder nicht glühend wird, und dadurch ihre Elastizität verliert.

Von vornherein war es nicht selbstverständlich, daß in einem Metallgefäß ein so hohes Vakuum, wie für Elektronenröhren nötig ist, sich herstellen läßt und konstant bleibt. Es traten aber in dieser Beziehung keine besonderen Schwierigkeiten auf. Alle Kupferrohre — es wurden mehrere untersucht — zeigten sich absolut dicht. Sämtliche Metallteile, außer der Feder und dem Glühfaden, müssen aber kurz vor dem Zusammensetzen gut gesäubert und im Vakuum bis zu heller Rotglut so lange erhitzt werden, bis sie keine merklichen Gasmengen mehr abgeben. Die Evakuation erfolgt in der bekannten Weise durch die Diffusionspumpe unter gleichzeitigem Erhitzen im Ofen und schließlich unter Elektronenbombardement. Nachdem die Röhre von der Pumpe abgeschmolzen ist, wird, um das Metallgefäß K von außen durch Wasser kühlen zu können, auf die Kupferblechringe r_1 und r_2 ein zylindrisches Blechgefäß (B) aufgekittet. Während des Betriebs läßt man entweder Wasser durch dieses hindurchströmen, oder man kondensiert die Dämpfe des heftig

kochenden Wassers in einem Rückflußkühler, der oben an B angesetzt wird.

Abgesehen davon, daß die Anode sich nie über 100^0 erhitzen kann, besteht ein weiterer Vorzug der Röhre darin, daß der Glühfaden relativ leicht erneuert werden kann, während die sonst gebräuchlichen Röhren vollständig zertrümmert werden müssen, wenn der Faden durchbrennt. In diesem Fall schneidet man die Glasrohre in der Nähe von E_1 und E_2 auf und zieht die ganze innere Apparatur heraus. Ein geschickter Glasbläser wird dann innerhalb 1 bis 2 Stunden den Glühfaden erneuern, die ganze Röhre wieder zusammensetzen und bei E_1 und E_2 verschmelzen. Das zweite Mal erfolgt die Evakuation weit schneller als das erstemal.

Die bisher hergestellte Röhre liefert bei 3000 Volt Anodenspannung etwa $^1/_3$ Kilowatt Schwingungsenergie, während sich gleichzeitig ungefähr die gleiche Energiemenge an der Anode in Wärme umwandelt; doch würde sie sicherlich noch größere Leistungen vertragen.

---

1 kW-Röhrensender der Huth G. m. b. H.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Dr. E. F. Huth G. m. b. H. für Funkentelegraphie.)

Vor einiger Zeit wurden Reichweitenversuche mit Telegraphie und Telephonie gemacht, deren Ergebnisse weiter unten mitgeteilt werden.

Fig. 1 zeigt das äußere Aussehen des bei den Versuchen verwendeten 1 kW-Senders neuerer Konstruktion. Der Sender arbeitet mit der bekannten, ohne äußere schaltungstechnische Rückkopplung arbeitenden Huth-Kühn-Schaltung, deren Kennzeichen das Vorhandensein eines von dem Anoden- bzw. Antennenkreis praktisch völlig unabhängigen, geeichten Gitterkreises ist. In dem linken Schrankteil befinden sich die Sendelampen (für 1 kW-Telegraphie sind deren zwei zu je 500 Watt Schwingungsleistung verwendet) und dieser Gitterkreis, dessen Einstellung auf die jeweils gewünschte Welle durch Betätigung des unten links befindlichen Bereichschalters (der die verschiedenen Kondensatoren schaltet) und der stetig auf Wellenlängen von 1000 bis 4000 m geeichten Variometerskala geschieht. Außerdem befindet sich in dem unteren Teil das Gleichrichteraggregat, das den vom Generator gelieferten 500 periodigen Wechselstrom in Gleichstrom von etwa 5 bis 6000 Volt Spannung umformt. Hierzu dienen entweder Neon-

Tabelle.

Ort	Entfern. in km	Art des Empfanges Telegraphie	Art des Empfanges Telephonie	Empfänger, Verstärker	Telephon	Antenne
Waxholm	810	sehr laut	Gut, laut und [illegible]ar trotz starker Störungen und fremder Sprache teilweise verstanden	Röhrenempfänger, zweifach Huth-Verstärker, auch ohne Verstärker gute Verständigung	4000 Ohm	900 cm 40 m Höhe
Stockholm	800	sehr laut	Leise aber klar, Worte nicht zu verstehen wegen starker Störungen	Röhrenempfänger, vierfach Huth-Verstärker	4000 Ohm	ca. 1000 cm
Karlsborg	675	leise hörbar bis 1 Parallelohm	Leise hörbar, bis 2 Parallelohm, Klarheit gut	Röhrenempfänger, kein Verstärker	2000 Ohm	6090 cm Höhe 180 m
Haag	620	gut	Lautstärke gut, aber unverständlich wegen sehr starker Luftstörungen	Röhrenempfänger, einfach Röhrenverstärker	1500 Ohm	
Königsberg	530	gut	Gut und klar, trotz starker Luftstörungen	Röhrenempfänger, zweifach Röhrenverstärker	4000 Ohm	2300 cm
Cannstatt	510	laut	Gut und klar, trotz starker Luftstörungen	Zweifach Röhrenverstärker, zweifach Röhrenempfänger	2000 Ohm	1200 cm
Borkum	470	leise hörbar bei 30 Parallelohm	Gut und klar, bis 140 Parallelohm, leise hörbar	Empfang mit 1 Röhre ohne Verstärker	1000 Ohm	
Danzig	400	leise hörbar bis 0,7 Parallelohm	Gut und klar, trotz starker Luftstörungen	Röhrenempfänger dreifach Röhrenverstärker	2000 Ohm	1000 cm
Cassel	300	hörbar bis 1,2 Parallelohm	Sehr laut, unverständlich wegen stärkster Luftstörungen, hörbar bis 1,6 Parallelohm	Einfach Röhrenempfänger kein Verstärker	2000 Ohm	1500 cm Höhe 60 m

Resultate von Stockholm und Waxholm mitgeteilt mit Erlaubnis des Herrn Byrachef Ljungquist.

Gleichrichter der Akkumulatorenwerke, oder in neuerer Zeit Hochvakuumgleichrichter (Kenetrons), die von der Firma Huth selbst hergestellt werden. Der auf der Figur rechts stehende Teil des Senders enthält den zur Abstimmung der Antenne dienenden Teil, also die Antennenverlängerungsspule, die gleichzeitig im Anodenkreis der



Fig. 1.

Schwingungslampen liegt, das Antennenvariometer, die für die kleineren Wellen nötigen Verkürzungskapazitäten, sowie die zum Einstellen des jeweiligen Wellenbereichs und der günstigsten Kopplung dienenden Schalter. Bei Verwendung des Senders für Telephonie kommen zu den oben erwähnten zwei Schwingungslampen noch zwei weitere Lampen gleicher Type als Telephonie-Modulationslampen, sowie einer kleineren Lampe zur Vorbesprechung hinzu. Der Sender ist also für Telegraphie

ohne weiteres auch als 2 kW-Antennenleistungssender zu verwenden. Sämtliche Lampen werden mit 500 periodigem Wechselstrom geheizt, den ein kleiner Heizgenerator liefert. Die bei Telephonie verwendete Schaltung hat L. Kühn in seiner Arbeit (Jahrbuch für drahtlose Telegraphie und Telephonie Bd. 18, Heft 6) ausführlich beschrieben und in ihrer Wirkungsweise erklärt. Es sei hier noch einmal betont, daß die Schaltung erlaubt, die von den Sendelampen gelieferte Hochfrequenzenergie im Rhythmus der Sprache praktisch völlig auszusteuern.

Mit diesem Sender wurden nun die in der folgenden Tabelle wiedergegebenen Resultate erzielt. Die Versuche fanden abends in der Zeit von 10 bis 12 Uhr statt und zwar mit einer Antennenleistung von etwa 1 kW, sowohl für Telegraphie als auch für Telephonie. Benutzt wurde die kleine Laboratoriumsantenne der Gesellschaft, die etwa 1200 cm Kapazität hat. (Höhe über der Erde 50 m, über Dach 25 m, Länge 60 m, 4 Paralleldrähte.) Ihre Dämpfung beträgt etwa 8 Ohm für eine Sendewelle von 1400 m, mit der die Versuche ausgeführt wurden. Die Antennenstromstärke wurde auf etwa 12 Amp. gehalten. Trotz der sehr regnerischen Witterung können die Versuche als gut gelungen bezeichnet werden, wobei auf den Bericht von Waxholm noch ausdrücklich hingewiesen sei.

Mit einem Sender gleicher Konstruktion und gleicher Energie machte ferner die Telegraphenverwaltung der Tcheschoslowakei von Brünn aus Reichweitenversuche. Dabei wurden Entfernungen bis nach Lyngby (770 km) und nach Rom (860 km) mit Telephonie einwandfrei überbrückt. Auch hierbei wurde die Klarheit der Sprachübertragung von allen Empfangsstellen als sehr gut bezeichnet.

Referate.

Georg Seibt, Ein Fernhörer mit erhöhter Lautstärke. Elektrotechnische Zeitschrift **23**, S. 269, 1922.

Es ist G. Seibt durch Anwendung zweier Kunstgriffe gelungen, die Lautstärke eines gewöhnlichen elektromagnetischen Telephons bis auf etwa den 2,4fachen Betrag zu erhöhen. Der erste Kunstgriff besteht darin, daß er die Polschuhe aus dünnen geblätterten Eisenblechen und nicht wie bisher aus massiven Eisenstücken herstellt. Hierdurch wurde bereits eine gewisse Erhöhung der Lautstärke erzielt, welche an sich jedoch nicht erheblich genug gewesen wäre, um die sehr kost-

spielige Umstellung in der Fabrikation auf die neue Ausführungsform zu bewirken.

Der zweite neue Konstruktionsgedanke, bestehend in der Anbringung eines magnetischen Nebenschlusses wurde durch folgende Erwägungen herbeigeführt. Es stellte sich bei Versuchen heraus, daß die permanenten Magnete eines gewöhnlichen Telephons bei schwachen Wechselstrommagnetisierungen nur schwer durchlässig waren. Infolgedessen sind, wie dies Fig. 1 zeigt, ein Teil der Wechselstromkraftlinien am Fuße der Polschuhe gezwungen, sich zum größten Teil durch die Luft hindurch zu schließen. Der sehr große magnetische Widerstand des Telephons, der einerseits verursacht ist durch die dünne Membran,

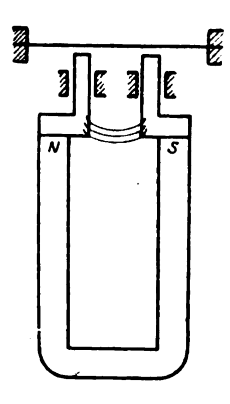


Fig. 1.
Gewöhnliche Magnetform der bisherigen Magnetform.

Fig. 2.
Neue Magnetform von G. Seibt.

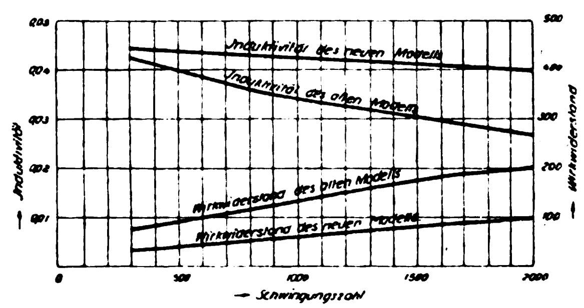


Fig. 3. Vergleich von Widerstand und Selbstinduktion beim alten und neuen Telephon.

den Luftspalt zwischen Membran und Polschuhen und andrerseits durch die geringe Permeabilität des Eisens bei geringer Magnetisierung, erfährt also infolge der großen Luftwege, die der magnetische Kraftfluß zu überwinden hat, eine erhebliche Zunahme. Infolgedessen ging das Bestreben von Seibt dahin, diesen Weg nach Möglichkeit abzukürzen, also einen magnetischen Nebenschluß an der Unterkante der Polschuhe vorzusehen, wie dies schematisch Fig. 2 zeigt. Es stellte sich heraus, daß die besten Resultate erzielt werden, wenn der Luftspalt nur etwa 2 mm beträgt. Bei geringerem Luftspalt würde ein zu starker dauernder Kraftfluß durch den Nebenschluß hindurchgehen, wodurch eine Schwächung in den Polschuhen und in der Membran bewirkt würde.

In welcher Weise durch die Kombination der beiden angegebenen Kunstgriffe die Eigenschaft des Telephons verbessert wurden, zeigt Fig. 3, und zwar ist hierin ein alter Dosenfernhörer, wie er bei den Handapparaten des Z B-Betriebes benutzt wurde, in Vergleich gezogen mit einem neuen Seibtschen Telephon. Die Selbstinduktion der alten Ausführung betrug etwa 0,04 H, der Gleichstromwiderstand 60 Ohm. Für die Wicklung war einmal mit Seide besponnener Draht von 0,13 mm benutzt, bei einer Windungszahl von 550. Bei dem neuen Telephon wurde die gleiche Selbstinduktion bereits bei 500 Windungen erzielt, wobei der Drahtdurchmesser von 0,13 auf 0,17 erhöht wurde und der Gleichstromwiderstand von 60 auf 30 Ohm sank. Die charakteristischen Kurven von Fig. 3 lassen den sehr erheblichen Einfluß der Eisenunterteilung deutlich erkennen. Die Lamellen waren aus hochlegiertem Blech mit 4 % Si von 0,25 mm Dicke ebenso wie die Membran hergestellt. Die Erhöhung der Lautstärke betrug gegenüber der alten Ausführung das 2,4 fache. Eugen Nesper.

R. B. Abbott, Gedämpfte elektrische Schwingungen (Damped electric oscillations). Phys. Rev. (2) **17**. S. 482—492. 1921.

Nach längeren historischen Bemerkungen über das Auftreten und die Messungen von linearer und logarithmischer Dämpfung in elektrischen Kreisen wird gezeigt, daß die Aufstellung elektrischer Schwingungsgleichungen in Analogie zu denen mechanischer Schwingungen erfolgen kann. Die mechanischen Schwingungsgleichungen werden in der Weise aufgestellt, daß die Bewegung des Endpunktes eines Radiusvektors betrachtet wird, der mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotiert. Bei ungedämpften Schwingungen bleibt die Länge des Radiusvektors ungeändert und sein Endpunkt beschreibt einen Kreis. Bei logarithmischer Dämpfung ist die Verkürzung des

Radiusvektors bei jedem Umlauf proportional der Länge des Vektors und die entstehende Endpunktkurve eine logarithmische Spirale. Bei linearer Dämpfung entsteht eine Archimedische Spirale, da sich der Vektor bei jedem Umlauf um einen bestimmten Betrag verkürzt. Bei kombinierter linearer und logarithmischer Dämpfung ist der Radiusvektor gleich dem Produkt der beiden einzelnen Vektoren bei linearer und bei logarithmischer Dämpfung. Zu den mechanischen Schwingungsgleichungen werden die analogen elektrischen aufgestellt. Man kommt dann zu einer allgemeinen Schwingungsgleichung:

$$\frac{d^2 i}{d t^2} + 2\left(\frac{R}{2L} + \frac{v}{2L}\right)\frac{d i}{d t} + \left[2\left(\frac{v}{2L}\right)^2 + 2\left(\frac{R}{2L}\right)\left(\frac{v}{2L}\right) + \frac{1}{LC}\right] i = 0$$

mit der Lösung

$$i = (J_0 - kt)\, e^{-\frac{Rt}{2L}} \cdot \sin\left(\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}\right) \cdot t.$$

Hierin bedeutet L die Selbstinduktion, C die Kapazität, R den Widerstand des Schwingungskreises, während sich die Zeitfunktion v aus der Beziehung $\frac{v}{2L} = \frac{k}{J_0 - kt}$ ergibt, wobei J_0 die Anfangsamplitude des Stromes und k das Verhältnis bedeutet, in dem die Stromamplitude von Schwingung zu Schwingung abnimmt.

Aus dieser allgemeinen Schwingungsgleichung ergeben sich die Gleichungen für ungedämpfte, linear und logarithmisch gedämpfte Schwingungen, indem

bei ungedämpften Schwingungen: $v = 0,\ R = 0$
bei linear gedämpften Schwingungen: $v = 0$
bei logarithmisch gedämpften Schwingungen: $R = 0$

ist. Bei kombinierten Dämpfungen gilt die allgemeine Gleichung.

Ernst Lübcke.

F. Kock und **G. Schweikert,** Anwendung der Kapazitätsmessung durch Schwebungen zur Bestimmung kleiner Strahlungs- und Stromänderungen. Phys. Zeitschr. **23.** S. 123 bis 125. 1922.

Zwei zunächst synchrone Schwingungskreise erzeugen in einem mit beiden gekoppelten dritten Kreise Schwebungen, wenn die Kapazität des einen Schwingungskreises geändert wird. Diese Anordnung ist bei geeigneter Wahl der Frequenzen sehr empfindlich für ganz geringe Kapazitätsänderungen, vgl. Jahrb. **16.** S. 372—375. 1920. Durch geeignete Wahl der Versuchsanordnung kann man nach dieser Methode,

kleine Längen (Whiddington, Phil. Mag. **30.** S. 634. 1920) und Winkeländerungen (Pflüger, Phys. Zeitschr. **22.** S. 73. 1921) mit sehr hoher Genauigkeit messen. Verff. benutzen diese Methode zur Messung der durch Wärmeausdehnung bewirkten Längenänderung von Metallbändern in Bolometern und Hitzdrahtinstrumenten. Wenn nicht die ganze Meßanordnung sorgfältig geeicht wird, kann man durch Einstellen auf einen bestimmten Schwebungston nur vergleichende Messungen ausführen.

1. Bolometer. Die durch Bestrahlung eines Bolometerstreifens bewirkte Ausdehnung wird direkt oder unter Einschaltung einer Übersetzung, ähnlich der bei Hitzdrahtinstrumenten, zur Drehung der einen Kondensatorplatte um einen festen Punkt benutzt. Die Wellenlänge in den beiden Hochfrequenzkreisen betrug etwa 1000 m, der Tonkreis war auf den Ton 1000 abgestimmt. Als Maß der Empfindlichkeit galt das Auftreten von 2 Schwebungen in 5 sec. Mit einem geschwärzten Stanniolstreifen von 50 mm Länge, 3 mm Breite und 0,04 mm Dicke ließ sich bei einer Plattengröße des Kondensators von 3×3 cm und einem Abstand von 0,1 mm ein von einer 16 HK 80 V. Lampe ausgehender Lichtstrom von $3{,}15 \cdot 10^{-3}$ Lumen auffallender Energie noch nachweisen. Mit einem S & H-Hitzdrahtamperemeter, an dessen Zeiger eine Kondensatorplatte von 1 cm^2 (bei 1 mm Plattenabstand) befestigt war, konnte noch ein Lichtstrom von $8{,}4 \cdot 10^{-4}$ Lumen nachgewiesen werden. Das Hitzband aus Platin war 30 mm lang, 10 mm breit und 0,02 mm dick.

2. Hitzdrahtinstrumente. Die Empfindlichkeit eines als geringsten Ausschlag 0,1 Ampere anzeigenden Instrumentes (maximal 2 Ampere) wurde durch Anbringen einer Kondensatorplatte am Zeiger auf etwa 5 m A, also auf etwa 20 fache Empfindlichkeit gesteigert. Der Hitzdraht muß dabei gegen den Kondensator entsprechend elektrisch abgeschirmt werden. Eine weitere Erhöhung der Empfindlichkeit ist durch Hilfsheizung des Hitzdrahtes zu erreichen. Bei eben genannter Einrichtung stieg sie bei Heizung mit 0,07 Ampere bereits auf 2 m A. Bei einem selbstgefertigten Hitzdrahtinstrument mit einmaliger Übertragung der Hitzdrahtverlängerung (Hitzdraht: Bronzeband 7,5 mm lang, 0,01 mm dick, 0,25 mm breit) war bei 3×3 cm Plattengröße und 0,2 mm Plattenabstand die Empfindlichkeit 3 m A. Bei 10 m A Heizstrom bereits $5 \cdot 10^{-5}$ Ampere.

Durch richtige Wahl der Anordnung, Verwendung von Zylinderkondensatoren statt Plattenkondensatoren, Verminderung der bewegten Massen, Drehpunkte und Reibungen und Verkleinerung der Wellen-

länge läßt sich die Empfindlichkeit der Methode bei guter mechanischer Ausführung der Instrumente noch um 1—2 Zehnerpotenzen erhöhen. Ernst Lübcke.

L. Chaveau, Das Anrufproblem. (Radioélectricité III, S. 16, 1922.)

Um die drahtlose Telephonie praktisch nutzbar und hauptsächlich um sie mit der Telephonie mit Draht konkurrenzfähig zu machen, sind hier 2 Probleme zu lösen, die bei der Telephonie mit Draht ohne weiteres gegeben sind:

1. Der Anruf der gewünschten Station und nur dieser durch Betätigung einer Klingel und

2. Kenntlichmachung des Anrufers durch Betätigung von Sichtzeichen, z. B. Fallen einer Klappe, oder Entzünden einer Glühlampe.

Die einfachste Lösung des Problems 1 beruht darauf, daß jede Station ihre eigene Wellenlänge hat und der Anrufer seinen Sender auf die Wellenlänge der gewünschten Station abstimmt. Hierbei ist jedoch auf der Empfangsseite noch ein Verzögerungsrelais nötig, damit die Klingel nur durch einen längeren Anruf betätigt werden kann und nicht auch durch irgendwelche kurze Störungen. Ein anderes System arbeitet mit einheitlichen Wellenlängen für alle Stationen, gibt aber jeder Station ein mechanisches System von bestimmter, nur der betreffenden Station eigenen Periode, schwingende Zunge, Pendel usw. Der Anrufer muß dann sein mechanisches System, das den Sender betätigt auf die Periode des Systems der gewünschten Empfangsstation einstellen, wodurch auch hier das mechanische System in Schwingungen gerät und die Klingel betätigt. Ein derartiger Pendelwähler wird von der Marconigesellschaft hergestellt. Da aber bei diesen beiden Methoden nur wenige Wellenlängen anwendbar sind — es müssen für ein sicheres Wählen zwischen den Eigenfrequenzen der einzelnen Stationen hinreichend große Intervalle vorhanden sein — so ist auch aus diesem Grunde die Zahl der möglichen Teilnehmer nur eine beschränkte.

Man kann jedoch auch jede Station durch einen besonderen Anruf charakterisieren, wie es bei der drahtlosen Telegraphie gemacht wird. Wähler dieser Art, die schon beschrieben sind, erfüllen jedoch die Forderung 1 nur zum Teil, weil sie keine Klingel auslösen. Der Verfasser beschreibt nun einen Wählapparat, der auch diesem Teil der Forderung genügt. Jeder Wähler ist hier für einen besonderen Buchstaben in Morseschrift eingestellt. Durch geeignete Kombination von Relaissätzen wird die Art des ankommenden Zeichens, ob Strich

oder Punkt, ferner deren Reihenfolge festgestellt. Kommen die Zeichen nicht in richtiger Reihenfolge, so schnappt der angelaufene Wähler in die Anfangslage zurück. Desgleichen wenn die Intervalle nicht stimmen, so daß z. B. ein *C* (— • — •) und ein *TR* (— • — •) nicht gleichwertig sind. Sind alle Zeichen des Buchstabens richtig angekommen, so wird die Klingel betätigt. Der Sender wird für die Zwecke des Anrufs mittels einer drehbaren Anrufscheibe betätigt, welche dem zu gebenden Buchstaben entsprechende Strich- und Punktkontakte herstellt.

Der erste Teil der Forderung ist damit erfüllt. Der zweite Teil, d. h. die Rufanzeige ist durch eine ähnliche Apparatur erfüllt, deren Relais jedoch so kombiniert sind, daß sie nicht nur einen einzigen Morsebuchstaben aussieben, sondern sie können den Anruf jeder Teilnehmerstation aufnehmen und schließen dann den Strom der dem empfangenen Buchstaben entsprechenden Glühlampe. Wähler und Rufanzeiger sind so geschaltet, daß der letztere nur dann anspricht, wenn der erstere seinen richtigen Anruf aufgenommen hat; ist dann auch die Rufanzeige aufgenommen und die entsprechende Glühlampe in Tätigkeit, so tritt als letztes erst die Klingel in Funktion.

Der Rufanzeiger soll sich ohne prinzipielle Schwierigkeiten auch für sämtliche Buchstaben des Morsealphabets ausgestalten lassen, so daß ein solcher Apparat eine richtige Fernschreibmaschine (télédactylographe) darstellen würde. — Die Relais sind durchweg für eine Geschwindigkeit von 60—90 Buchstaben per Minute eingestellt.

Anton Hörnle.

Drahtlose Telegraphie und Seefischfang. („Radioélectricité“ 3, S. 3, 1922.)

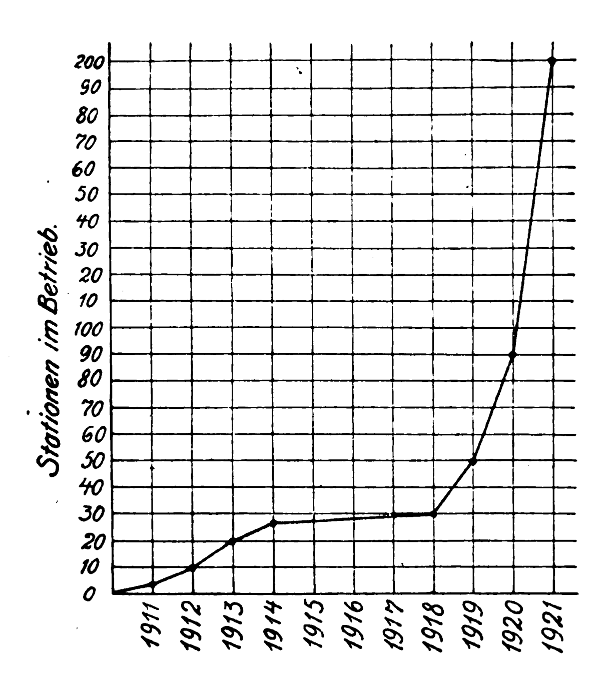
Der Artikel gibt zunächst eine Übersicht über die Erträgnisse der Seefischerei für Frankreich im Vergleich mit einigen anderen Ländern. Zur Steigerung dieser Erträgnisse ist ein großzügiger Ausbau der französischen Fischereihäfen teils erst geplant, teils schon in Ausführung begriffen; die Kosten hierfür werden vom Staat und den Eisenbahngesellschaften getragen. Der größte französische Fischereihafen soll nach vollendetem Ausbau Lorient sein; außerdem sind noch zu nennen St. Jean de Luz-Socoa, La Rochelle und Boulogne-sur-Mer. Die französischen Fischereigebiete sind außer dem Golf von Biskaya, Kanal und Nordsee die Gewässer von Neufundland, Island und der marokkanischen Westküste. Für die letzteren drei, von der Heimat weitabliegenden Gebiete, sind besondere Flotten von Dampfern vor-

handen, deren Besatzung sich auf je 40—50 Mann beläuft. Für die Zwecke der Neufundlandfischer besteht in Galantry auf der Insel St. Pierre eine drahtlose Station von 300 Meilen Reichweite; die Islandfischer bedienen sich der Station von Rykjavik, deren Reichweite 500 Meilen beträgt. Die Bordstationen der Fischereifahrzeuge haben eine Leistung von 250—1000 Watt. 2 französische Gesellschaften schicken je ein Hospitalschiff, die Kriegsmarine einen Überwachungskreuzer in die Fischereigebiete. In diesen 3 entlegenen Gebieten wird ausschließlich nur der Stockfischfang betrieben, in der Nordsee und im Kanal werden hauptsächlich Heringe und Makrelen gefangen, und zwar hauptsächlich von Boulogne und Fécamp aus. Frische Fische werden besonders an den Küsten der Départements Pas de Calais und Somme gefangen, aber auch auf hoher See. Die Schiffe, welche diesem Fang obliegen kehren täglich, bzw. zweimal wöchentlich in den Hafen zurück. Der Heringsfang allein lieferte 1912 für ganz Europa einen Ertrag von 145 Millionen Franken, wovon auf England 75, Holland 26, Norwegen 15, Frankreich 14, Deutschland 11 und Schweden 4 Millionen entfallen.

Vor 10 Jahren wurde in Frankreich die drahtlose Telegraphie zum erstenmal für die Bedürfnisse der Fischerei angewandt. Diese ersten Versuche wurden von der Société nouvelle des Pêcheries à Vapeur d'Arcachon und der Société française radio-électrique während der Islandfangzeit 1911 angestellt. Die 1 kW-Stationen, die auf 2 Schiffen eingerichtet wurden, leisteten so ausgezeichnete Dienste, daß ein drittes Schiff der Flottille ebenso ausgerüstet wurde. Die Boulogner interessierten Kreise verfolgten mit größter Aufmerksamkeit diese Versuche und mehrere Reeder machten sich alsbald daran ihre Schiffe mit drahtlosen Telegraphieanlagen auszurüsten. Als der Krieg ausbrach und diese Entwicklung lahmlegte, waren noch keine 20 Schiffe mit drahtlosen Einrichtungen ausgestattet. Die Schiffe dienten während des Krieges als Aufklärungsfahrzeuge und erhielten sämtlich drahtlose Stationen. Als die Reeder aber wieder in den Besitz ihrer Schiffe kamen, da mußten sie die von der Marine eingebauten Einrichtungen wieder ausbauen, weil sich die Marineorgane keine Gedanken darüber gemacht hatten, die Apparate so unterzubringen, daß sie auch für die Bedürfnisse eines Fischereifahrzeugs nutzbar gewesen wären. Die beigegebene Schaulinie läßt deshalb diese provisorischen Kriegseinbauten unberücksichtigt. Zur Zeit ist die drahtlose Telegraphie auf annähernd 200 Schiffen eingerichtet.

Was nun ihre Verwendungsmöglichkeiten betrifft, so ist die draht-

lose Telegraphie in erster Linie ein wertvolles Hilfsmittel für die Sicherheit sowohl der Fischereiflottillen als auch der Passagierfahrzeuge; denn die Fischereireviere von Island, Neufundland, Golf von Biskaya, Marokko sind wegen ihrer Stürme als gefahrvoll bekannt. Es handelt sich hier also sowohl um ein Aussenden von Hilferufen, als um den Empfang solcher. Ein anderes, wichtiges Anwendungs-



Entwicklung der drahtlosen Telegraphie für Fischereizwecke in Frankreich von 1911 bis 1921.

gebiet der drahtlosen Bordstationen ist die Erleichterung der Navigation bei Nebel; denn der Kapitän hat damit ein Mittel in der Hand, Küstenstationen zur Orientierung anzurufen. Der Hauptverwendungszweck ist jedoch der, daß Schiffsführer und Reeder und die Schiffsführer einer Flottille unter sich Nachrichten austauschen können. Der Nachrichtenaustausch vollzieht sich in der Weise, daß von der Flottille ein Schiff dazu bestimmt ist, jeden Morgen die drahtlosen Meldungen der anderen Schiffe aufzunehmen. Diese Meldungen werden dann an die Reederei als eine einzige Sammelmeldung weitergegeben.

Dieses Verfahren bietet neben Zeitersparnis eine sehr ins Gewicht fallende Ersparnis von Telegrammgebühren.

Mit Hilfe der drahtlosen Telegraphie können sich die einzelnen Schiffe auch sehr leicht auf der Suche nach Fischen unterstützen, indem sich die Schiffe gegenseitig ihre Fangergebnisse zufunken und sich dann dorthin begeben, wo der Fang am ausgiebigsten ist. Hierbei waren jedoch bei den Schiffsführern allerhand Widerstände zu überwinden; so benützten sie gern ihre drahtlosen Stationen dazu, um andere Schiffsführer irrezuführen, und zwar lediglich aus dem Bestreben heraus den anderen zu schädigen, um selbst mehr Aussichten zu haben, mit dem besten Fang in den Hafen zurückzukehren. Solche und ähnliche Widersetzlichkeiten sind aber heute glücklicherweise überwunden, so daß die drahtlose Telegraphie auch an Bord als ein unentbehrliches Werkzeug angesehen wird.

Die Küstenstationen, die mit den Fischereifahrzeugen in Verbindung stehen, sind verhältnismäßig zahlreich, liegen jedoch durchweg einige Kilometer von den Hafenplätzen entfernt. Um die einlaufenden Meldungen möglichst zu beschleunigen, werden sie von den Empfangsstationen aus den Reedern telephonisch übermittelt. Der einzige Fischereihafen von Bedeutung, der noch keine drahtlose Station besitzt, ist La Rochelle; dabei sind schon 40 Schiffe dieser Stadt mit Funkentelegraphie ausgerüstet. In St. Pierre et Miquelon (Neufundland) soll mit der neuen Fangzeit statt der ungenügenden Station von Galantry eine moderne von 600 Meilen Reichweite in Betrieb genommen werden. Von den Neufundlandbänken gehen täglich etwa 30 Meldungen nach Frankreich, was in einer sechsmonatigen Fangzeit etwa 100000 Worten entsprechen mag. Die modernen Bordstationen haben Leistungen von 250—1000 Watt, und können an einem beliebigen Ort des Schiffs untergebracht werden. Die Reichweite dieser Stationen ist abhängig von der Leistung, die angewandt werden kann; sie ist jedoch immer so bemessen, daß das Schiff dauernd mit der Küste im Verkehr bleiben kann. Liegt einmal die Küste außerhalb der Reichweite einer Bordstation, so kann zumeist leicht über ein anderes Schiff weg die Küste erreicht werden. Schiffen, die sich auf der Überfahrt nach Neufundland befinden, bewerkstelligen etwa nötige Nachrichtenübermittlungen unter Inanspruchnahme der großen Stationen der Ozeandampfer.

Anton Hörnle.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Britische Patentschriften.

Empfangsschaltungen.

Britische Patentschrift 127634. Marconis Wireless Telegraph Comp. Ltd. und Isaac Schoenberg in London. Angemeldet 5. 5. 17,

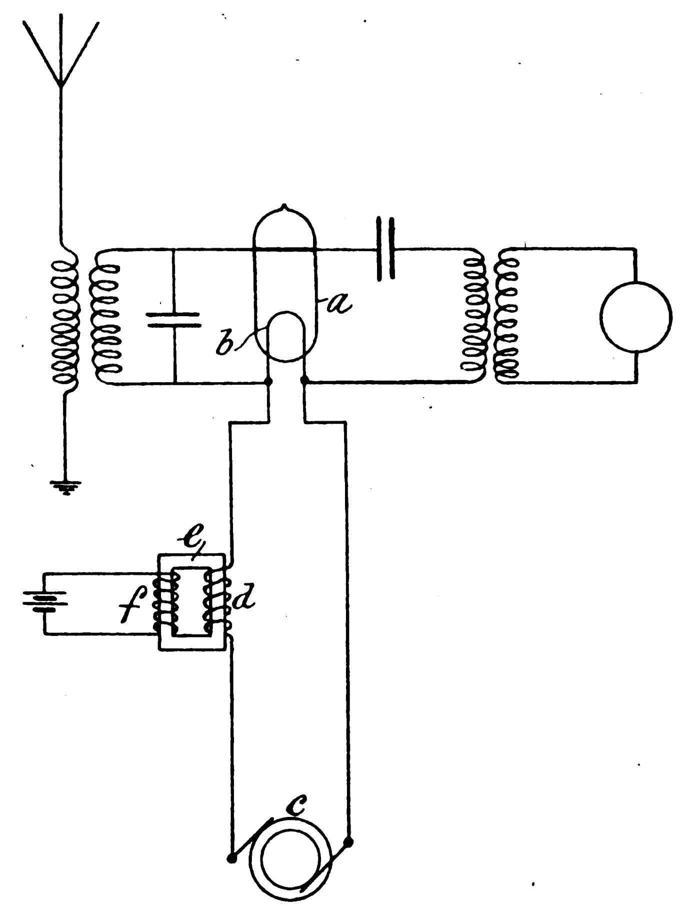


Fig. 1.

ausgegeben 3. 7. 19. Der Heizstromkreis *b* der Glühkathode einer Empfangsröhre *a*, beispielsweise einer gewöhnlichen Flemingröhre mit

zwei Elektroden (s. Fig. 1), wird durch den Strom einer Wechselstrommaschine *c* gespeist, der durch die Wicklung *d* einer auf einen geschlossenen Eisenkern *e* aufgebrachten Spule geschickt wird. Dieser Eisenkern wird mit Hilfe einer Spule *f* durch Gleichstrom bis zur Sättigungsgrenze magnetisiert. Infolge dieser Anordnung wird die Wechselstromkurve stark verzerrt, derart, daß in der einen Richtung ein Strom von kürzerer Dauer, aber bedeutend größerer Amplitude fließt, als in der entgegengesetzten Richtung. Liefert dann z. B. die

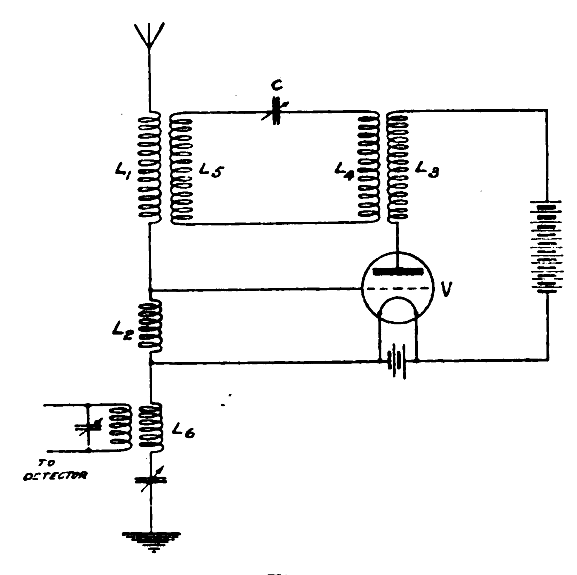


Fig. 2.

Wechselstrommaschine *c* einen Wechselstrom von Tonfrequenz, so ist es möglich, mit der dargestellten Schaltung kontinuierliche, ungedämpfte Schwingungen ohne weiteres in Tonform zu empfangen, denn die Glühkathode *b* kann nur in jeder zweiten Hälfte der Wechselstromperiode Elektronen emittieren, wenn die Stromverhältnisse richtig gewählt werden.

Britische Patentschrift 172394. John Scott-Taggart und Radio Communication Company Ltd. in London. Angemeldet 3. 9. 20, ausgegeben 5. 1. 22. Mit den in den Fig. 2 und 3 dargestellten Schaltungen wird bezweckt, unerwünschte Signale zu eliminieren, und zwar wird eine Rückkopplung verwendet, die so eingestellt ist, daß die unerwünschten Schwingungen gedämpft und unterdrückt werden.

In Fig. 2 werden z. B. die von dem Antennensystem L_1, L_2, L_6 aufgenommenen Schwingungen durch die Röhre V verstärkt und erscheinen in der Spule L_3. Der Schwingungskreis L_4, L_5, C ist nun auf die nicht gewünschten Schwingungen abgestimmt und über die Kopplung L_5 L_1 in dem Sinne rückgekoppelt, daß die nicht gewünschten Schwingungen unterdrückt werden. In Fig. 3 ist der Schwingungskreis A auf die nicht gewünschten Schwingungen abgestimmt, während der Kreis C auf die gewünschten Schwingungen abgestimmt ist. Der Ausgangskreis B ist mit dem Ausgangskreis D in dem Sinne gekoppelt,

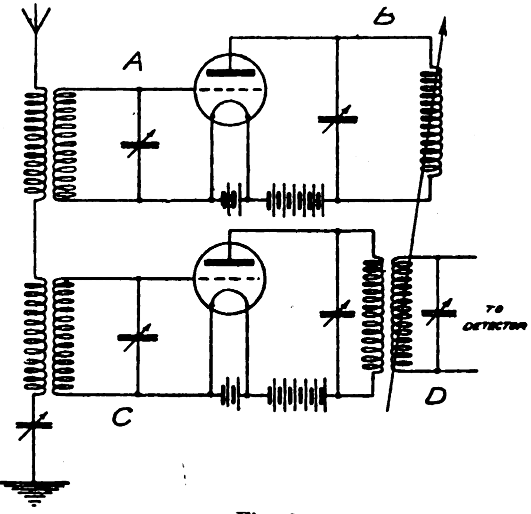


Fig. 3.

daß alle unerwünschten Schwingungen, die von C aufgenommen wurden, durch die Gegenwirkung von B abgeschwächt und eliminiert werden.

Britische Patentschrift 172376. John Scott-Taggart und Radio Communication Company Ltd. in London. Angemeldet 31. 8. 20, ausgegeben 5. 1. 22. Um die Stärke der Empfangsschwingungen nicht über ein bestimmtes Maß ansteigen zu lassen und um auf diese Weise z. B. Störungen durch Interferenz oder atmosphärischer Art auszuschalten, werden Ventilzellen mit Glühkathoden quer zum Kondensator des Schwingungskreises geschaltet und so eingestellt, daß sie bei normaler Empfangsstärke nicht stromleitend sind, während sie bei übermäßig starken Schwingungen stromleitend werden und dadurch

dämpfend auf den Schwingungsvorgang wirken. Statt einer solchen Ventilröhre können auch zwei, in entgegengesetztem Sinne parallel zueinander geschaltete, rerwendet werden, wodurch dann auf beide Stromrichtungen eingewirkt wird.

Britische Patentschrift 149349. Metropolitan-Vickers Electrical Company Ltd. in Westminster (Quincy Adams Brackett in Pittsbury).

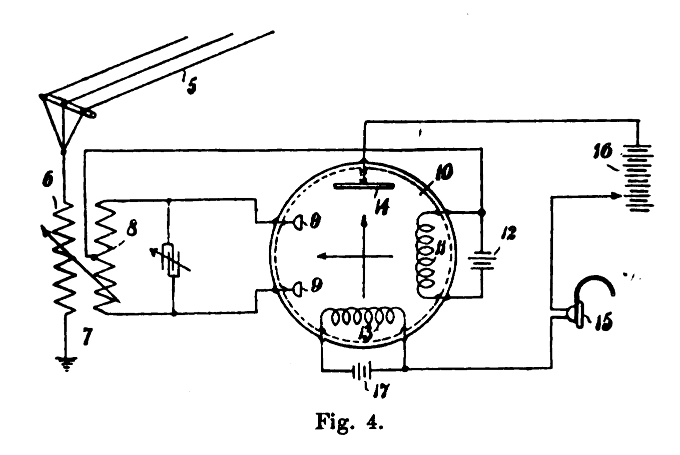


Fig. 4.

Unionspriorität 5. 8. 19, veröffentlicht 29. 9. 21. Fig. 4 zeigt diese Schaltung. Eine Empfangsantenne 5 ist über eine Primärwicklung 6

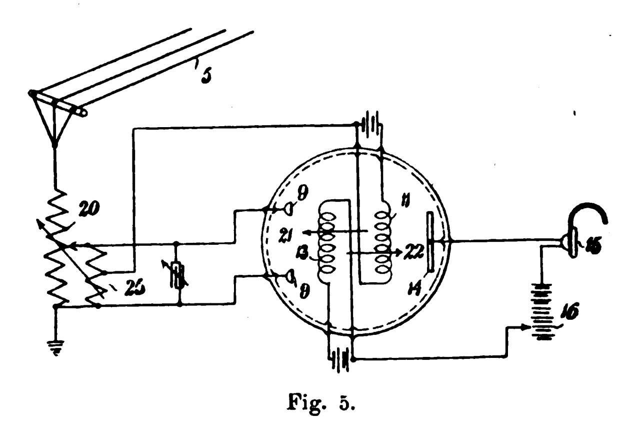


Fig. 5.

eines Transformators 8 bis 7 geerdet. Die Sekundärwicklung 8 ist mit den Anoden 9,9 einer evakuierten Röhre 10 verbunden, die mit einer der Anode 9 gegenüber angeordneten Glühkathode 11 versehen

ist. Diese wird von der Heizstrombatterie 12 gespeist und ist mit dem Mittelpunkt der Sekundärwicklung 8 leitend verbunden. Diese bis hierher beschriebenen Teile richten die in der Spule 8 erzeugten Spannungen gleich und bewirken einen Elektronenstromfluß einseitiger Richtung von der Kathode 11 nach den Anoden 9,9. Die Röhre 10 enthält noch eine weitere Glühkathode 13 mit Heizstrombatterie 17 und diametral gegenüber angeordneter Anodenplatte 14, die in dem Stromkreis der Batterie 16 und des Telephonhörers 15 liegen. Die

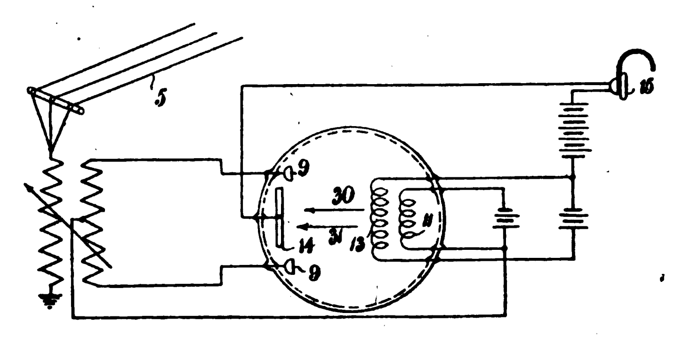


Fig. 6.

Anordnung wirkt folgendermaßen. Für gewöhnlich, wenn keine Empfangsschwingungen eintreffen, fließt ein Elektronenstrom von 13 nach 14. Treffen jedoch Schwingungen auf die Antenne, so wirken die Elektronenströme zwischen der Kathode 11 und den Anoden 9 auf den Elektronenstrom zwischen 13 und 14 ein, indem die Elektronen zusammenprallen und sich gegenseitig ablenken. Auf diese Weise wird dann im Telephon 15 eine Empfangswirkung wahrnehmbar. In Fig. 5 und 6 sind zwei Abänderungen dieser Schaltung dargestellt, die sich im wesentlichen nur durch die räumliche Anordnung der Elektroden gegenüber der Anordnung nach Fig. 4 unterscheiden. Bei Fig. 5 fließen z. B. die Elektronenströme, wie durch die Pfeile 21 und 22 angedeutet, in entgegengesetzter Richtung, bei Fig. 6 dagegen in derselben Richtung, siehe Pfeile 30, 31.

Britische Patentschrift 131166. Arthur George Bloxam in London. Angemeldet 21. 8. 18, veröffentlicht 11. 9. 19. Als Empfänger wird ein Gasdetektor verwendet, der Helium oder eine Mischung von Helium mit anderen Gasen bei verhältnismäßig hohem Gasdruck, z. B. $^3/_4$ Atmosphäre, enthält und der durch eine Glühlampe oder eine andere Lichtquelle ionisiert wird und dann Ströme größerer Stromstärken

hindurchläßt. Die zugehörige Schaltung zeigt Fig. 7. A ist eine geerdete Antenne, O_1 O_2 die Primär- und Sekundärwindung eines Schwingungstransformators, C_1, C_2, C_3 Kondensatoren, von denen C_1 einstellbar ist und in Reihe mit der Windung O_2 liegt. Ein Detektor D mit der erwähnten Gasfüllung ist quer zum Kondensator C_1 über die Kontakte f geschaltet, die durch das Relais R gesteuert werden. R ist in diesem Falle ein wenig empfindliches Relais. Eine Gleichstromquelle B hält an den Klemmen des Detektors D und des

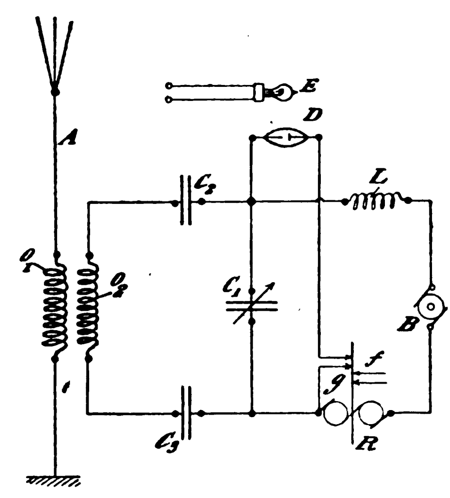


Fig. 7.

Kondensators C_1 eine geeignete konstante Spannung von z. B. 100 bis 600 Volt aufrecht. Eine in den Stromkreis der Stromquelle B eingeschaltete Induktanz L verhindert im Verein mit der Induktanz der Relaisspule R ein Übertreten der Schwingungen nach dem Stromkreis der Stromquelle B. Durch eintreffende Empfangsschwingungen in dem Kreise O_2, C_2, C_1, C_3 wird der Widerstand des Gases im Detektor D überwunden und es findet eine lichtbogenartige Entladung in der Heliumröhre statt. Die entladenen Kondensatoren werden unmittelbar darauf von der Stromquelle B wieder aufgeladen und dabei wird das Relais R durch den hindurchfließenden Ladestrom erregt; dieses zieht dann seinen Anker an, öffnet die Kontakte f und erleichtert so die Entionisation der Heliumröhre D, schließt aber zugleich die Kontakte g, die im Empfangssignalstromkreis liegen. E ist eine Metallfadenlampe zur Ionisation der Detektorröhre D.

Senderschaltungen für drahtlose Telephonie.

Britische Patentschrift 132058. Western Electric Company Ltd. in London. Angemeldet 14. 9. 18, veröffentlicht 2. 10. 19. Gemäß Fig. 8 ist 1 eine Hochfrequenzmaschine, deren Ströme durch die zu übertragenden Sprachschwingungen moduliert und ausgestrahlt werden sollen. Zwischen die Leitungen 21, 22 im Stromkreis der Hochfrequenzmaschine 1, der über die Antennenkopplungsspule 2 führt, liegen in Parallelschaltung im einander entgegen-

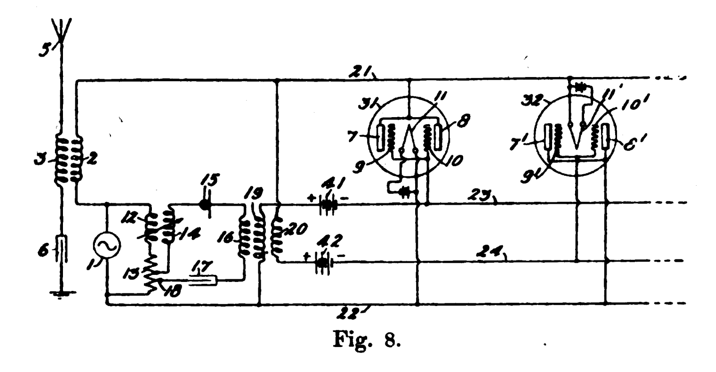


Fig. 8.

gesetzten Sinne zwei Ventilröhren 31, 32. Die Wirkungsweise dieser Schaltungsanordnung, deren einzelne Teile aus der Figur ohne weitere Erläuterung und Aufzählung verständlich sein dürften, ist folgendermaßen: Über die Kopplungsspulen 12, 14 fließt ein verhältnismäßig kleiner Betrag der Hochfrequenzenergie der Maschine 1 in den Stromkreis 13, 14, 15, 16, 17 und 18, der auf die betreffende Hochfrequenz abgestimmt sein kann. Infolge der Sprache wird der Widerstand des Mikrophons 15 geändert, hierdurch die Stromstärke im Mikrophonstromkreis geändert und so das Potential der Gitter 9, 10, 9^1, 10^1 der Ventilröhren 31, 32 gesteuert. Infolgedessen werden die auf die Antenne 5 übertragenen Hochfrequenzschwingungen in ihrer Stärke moduliert. Statt des Mikrophons 15 könnte auch ein Kondensatortelephon verwendet werden, um statt der Stromstärke im Kreise 14, 15, 16, 17, 18 dessen Abstimmung zu ändern. Statt in Reihe mit der Antennenkopplungsspule 2 könnten die Ventilröhren 31, 32 auch parallel zur Antennenspule geschaltet werden.

Literaturverzeichnis.

Von **K. Lübben.**

Schönborn, H., Über die Dehnung von Wolfram-Einkristalldrähten. (Ztschr. f. Phys. 8, S. 377—382, 1922. Febr.)

Bei größerer Belastung wird an Wolframdrähten eine ständig fortschreitende Deformation, das sogenannte „Fließen des Drahtes" beobachtet. Verfasser hat die Fließgeschwindigkeit für verschiedene Spannungen bestimmt, sowie den Einfluß des Fließens auf die Reißfestigkeit näher untersucht.

Zahn, H., Über Gleichrichtereffekt an belichteten Zinkblendekristallen. (Ztschr. f. Phys. 8, S. 382—389, 1922, Febr.)

Zinksulfidkristalle, an die ein elektrisches Wechselfeld gelegt ist, zeigen eine Gleichrichterwirkung, sobald sie belichtet werden. Verfasser teilt eingehende Untersuchungen mit, die nähere Aufschlüsse über den Zusammenhang der Größe des Gleichrichtereffekts einerseits und der Belichtungsstärke, Frequenz und Stärke des Wechselfeldes anderseits geben.

Goetz, A., Untersuchungen über den Zerstäubungsvorgang glühender Wolframdrähte. (Phys. Ztschr. 23, S. 136—142, 1922, Nr. 6.)

Verfasser erörtert zunächst die bisherigen Anschauungen über die Ursache der Zerstäubung von hocherhitzten Drähten schwerschmelzender Metalle in evakuierten Lampen und weist dann auf Grund der eigenen Versuche nach, daß die Ursache in den bei der Fabrikation der Drähte verwendeten Bindemitteln zu suchen ist. Es werden sodann einige Punkte angegeben, die danach bei der Fabrikation zu beachten sind, um die Zerstäubung zu verhindern oder auf ein Minimum herabzusetzen.

Seibt, G., Ein Fernhörer mit erhöhter Lautstärke. (Elektrot. Ztschr. 43, S. 269—270, 1922, Heft 9.) [Siehe Jahrbuch 19, S. 315.]

Schäffer, Sprachuntersuchungen und Messungen an Telephonie-Röhrensendern. (Lokal-Anzeiger 29. März 1922 abends.)

Bericht über einen von Oberingenieur Schäffer der Telefunken-Ges. am 24. März 1922 in der Deutschen Gesellschaft für technische Physik gehaltenen Vortrag. Außer über Sprachverzerrungen werden Angaben über die Entwicklung der Sender, Reichweite und voraussichtliche praktische und kommerzielle Verwendung gemacht.

Funkentelegraphie mit amerikanischen Lichtbogensendern. (Elektrot. Ztschr. 43, S 192, 1922, Heft 6.)

Es wird zunächst über die Leistungen berichtet, die der mit einem 2 kW-Lichtbogensender ausgerüstete Dampfer „Aeolus" bei seiner Fahrt von New York nach südamerikanischen Häfen erzielt hat, wie von südamerikanischen Zeitungen, besonders der in Buenos Aires erscheinende „Herald" in längeren Aufsätzen mitgeteilt wurde. Sodann werden Angaben über den Luftpostdienst gemacht, der von 6 Lichtbogenfunkstellen (3 kW) auf den westlichen Landungsplätzen Amerikas unterhalten wird.

Fleming, Möglichkeit der Überbrückung langer Entfernungen durch Funkentelegraphie und einiger ihrer wissenschaftlichen Probleme. (Morning Post 24. Nov. 1921. — Elektrot. Ztschr. 43, S. 156, 1922, Heft 5.)

Bericht über einen von Prof. Fleming in der Kgl. Ges. der Wiss.

London gehaltenen Vortrag. Die Erscheinung, daß Zeichen in einer Entfernung von 9500—19000 km stärker sind, als dies durch Beugung der Wellen rund um die Erde erklärt werden kann, wird durch eine elektrisch leitende Schicht in der Erdatmosphäre, 100—200 km hoch, erklärt und Betrachtungen über den Zusammenhang der Erscheinung mit neueren Ergebnissen der Äther- und Relativitätstheorien angestellt.

K. W. Wagner, Das Mehrfachfernsprechen und -telegraphieren auf Leitungen mit schnellen Wechselströmen in Amerika. (Elektrot. Ztschr. 43, S. 37—41, 1922, Heft 2).

Der Aufsatz enthält eine ausführliche Zusammenstellung der von Colpitts und Blackwell im Journ. of the American Inst. of El. Eng. 1921, S. 301, 410, 517 gegebenen Entwicklung und des gegenwärtigen Standes der Hochfrequenz-Fernmeldung auf Leitungen in Amerika. Die wichtigsten Sender- und Empfängerschaltungen, Ausbildung der Siebketten, Zwischenverstärker, Anrufsanordnungen, Wellenverteilung, Ausbildung der Leitungen und anderes sind in dem Aufsatz wiedergegeben und an zahlreichen Abbildungen erläutert.

H. Gerdien, Über einen akustischen Schwinger. (Ztschr. f. techn. Phys. 3, S. 40—44, 1922, Nr. 2.)

Verfasser beschreibt zunächst den Weg, der beschritten wurde, um ein mechanisches Schwingungsgebilde zu schaffen, das eine Grundschwingung frei von allen hörbaren Obertönen liefert. Sodann werden einige praktische Ausführungsformen und die Art der Erregung näher erläutert.

H. Hecht, Neue Gesichtspunkte für das Telephon und seinen Wirkungsgrad. (Ztschr. f. techn. Phys. 3, S. 46—48, 1922, Nr. 2.)

Nach einer kurzen Betrachtung über die Dämpfung des Telephons wird auseinandergesetzt, daß der Wirkungsgrad sich aus 2 Teilwirkungsgraden zusammensetzt, der eine für die Umsetzung der elektrischen in die mechanische, der zweite für die Umsetzung der mechanischen in akustische Energie. Der Aufsatz befaßt sich dann weiter mit der Frage, wie sich die Verluste bei den beiden Umsetzungen verteilen und durch welche Maßnahmen der Wirkungsgrad verbessert werden kann.

F. Koch, G. Schweickert, Anwendung der Kapazitätsmessung durch Schwebungen zur Bestimmung kleiner Strahlungs- und Stromänderungen. (Phys. Ztschr. 23, S. 123—125, 1922, Nr. 5.)

Die durch Erwärmung bewirkte Ausdehnung wird benutzt, um den Abstand zweier Kondensatorplatten zu ändern. Die Kapazitätsänderung wird durch die Messung der Schwebungsfrequenz zweier gekoppelter Kreise bestimmt, von denen ein Kreis den Kondensator enthält. Verschiedene Ausführungen werden beschrieben.

P. Roberjot, Voltmètre électrostatique pour très haute tension. (L'Électricien 38, S. 141—142, 1922, Nr. 1296.)

Es wird eine kurze Beschreibung eines Hochspannungsvoltmeter gegeben, das nach dem Prinzip der elektrostatischen Anziehung arbeitet.

Telegramme Berlin—New York in 10—15 Minuten. (V. D. I. Nachrichten 1922 Nr. 12a, 22. März, S. 116—119.)

Es wird berichtet, daß die „Transradio" im Begriff steht beim Postamt 24 eine Betriebszentrale einzurichten, von der die Sendestation „Nauen"

und die Empfangsstation „Geltow“ beide durch Tast- und Hörübertragungsleitungen bedient werden können und wie sich der Überseeverkehr danach abwickeln wird.

A. Leontiewa, Über die Entladungspotentiale für schnelle elektrische Schwingungen. (Phys. Ztschr. **23**, 33—35, 1922, Nr. 2.) [Siehe Jahrbuch **19**, S. 222.]

Die Arbeit enthält die Ergebnisse einer experimentellen Untersuchung der Abhängigkeit des Funkenpotentials von der Funkenlänge für 2—42 m Wellenlänge.

F. Schindelhauer, Über den in einer Antenne fließenden luftelektrischen Vertikalstrom. (Phys. Ztschr. **23**, S. 36—39, 1922, Nr. 2.) [Siehe Jahrbuch **19**, S. 223.]

Es werden die Ergebnisse von Messungen mitgeteilt, die im Juni—Juli und Oktober—November 1920 an einer Hoch- und einer Niedrigantenne vorgenommen wurden, um den aus der Luft nach der Erde abfließenden Gleichstrom zu bestimmen.

W. Arkadiew, Über die Herstellung von schwachgedämpften kurzen Hertzschen Wellen. Versuche von B. Milentz. (Phys. Ztschr. **23**, S. 35—36, 1922, Nr. 2.) [Siehe Jahrbuch **19**, S. 223.]

W. Geyger, Ein neues Verfahren zur punktweisen Aufnahme von Wechselstromkurven. (Phys. Ztschr. **23**, S. 102—104, 1922, Nr. 4.)

Es wird ein Verfahren zur punktweisen Aufnahme von Wechselstromkurven beschrieben, bei dem der schwingende Lichtstrahl eines Oszillographen durch den Schlitz einer synchron rotierenden stroboskopischen Scheibe beobachtet wird, die relativ zur Motorachse zur Fixierung verschiedener Phasenwinkel verstellt werden kann.

Zeitschriftenschau.

Die nachstehenden technischen Radio-Zeitschriften sind bemerkenswert:

L'Onde électrique, Publication de la société des amis de la T. S. F. Editeur Etienne Chiron Paris.

Zu den bereits in Frankreich erscheinenden Spezialzeitschriften auf drahtlosem Gebiete ist seit Anfang dieses Jahres l'Onde électrique hinzugekommen, welche gleichmäßig physikalische, technische, juristische und patentrechtliche Fragen der drahtlosen Nachrichtenübermittelung an Hand von Originalartikeln und Referaten darstellen wird. So weit als möglich werden von den Originalartikeln auch Referate im Jahrbuch erscheinen.

Der Funker. Nachrichtentechnische Monatshefte. Herausgeber Karl Schmid. Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin.

Auch diese Zeitschrift ist neu gegründet und erscheint seit Anfang dieses Jahres. Sie will aber nicht nur drahtlose Artikel in gemeinverständlicher Form bringen, sondern auch Besprechungen des Blinkwesens, der Nachrichtenübermittelung mit Meldehunden, Brieftauben usw. Hierdurch sollen weite Kreise, welche sich während des Krieges mit der Nachrichtenübermittelung militärisch befaßt haben, und die heute in verschiedenen Berufen verstreut sind, im Bilde erhalten bleiben. Dieses Vorgehen ist um

so mehr zu begrüßen, als gerade in Deutschland die Beschäftigung mit verkehrstechnischen Fragen, Beherrschung des Morsealphabets und ähnlichen Sachen, welche auf englischen und amerikanischen Schulen obligatorische Lehr- und Übungsgegenstände sind, zu wünschen übrig läßt. Da der Herausgeber einer der ersten früheren militärischen Fachleute auf drahtlosem Gebiet ist, wird es ihm zweifelsohne gelingen, sein Programm zu verwirklichen

Radio News. Editor H. Gernsback, New York.

Diese seit mehreren Jahren erscheinende Zeitschrift hat durch die ungeahnte Entwicklung der drahtlosen Telephonie in Amerika, welche dort dem Publikum in liberalster Weise zur Benutzung freigegeben ist, einen außerordentlich großen Aufschwung genommen. Das letzterschienene April-Maiheft, welches die Stärke eines mittleren Buches besitzt, hat eine Auflage von über 175000 Exemplaren erfahren. Allein in diesem Heft sind in außerordentlich vielen ganz populär gehaltenen Artikeln Aufstellungs- und Bedienungsmaßnahmen von Amateurstationen für den Empfang der drahtlosen Telephonie mitgeteilt. Eine weit in die Hunderte gehende Zahl von Firmen annonzieren die für den Zusammenbau erforderlichen Radiofrequenz- und Audiofrequenztransformatoren, Audion- und Verstärkerröhren, Kristalldetektoren, Spulen und Kondensatoren, Spulenantennen, Widerstände, Leitungsmaterial usw. Daneben sind im Text recht hübsche Analogien und Erklärungsbilder für die Vorgänge in Röhren und Röhrenempfängern, sowie Verstärkern enthalten. Man ersieht, daß es der amerikanischen Industrie gelungen ist, Empfänger zu bauen, welche am Kniegelenk einer Person befestigt sind, ja sogar nur die Kleinheit eines Fingerringes aufweisen. Daneben fehlt es selbstverständlich auch nicht an Übertreibungen, wie z. B. der Darstellung eines Bauern, auf dessen Pflugschar ein Radiotelephonempfänger angeordnet ist, um in ständiger Verbindung mit der Farm zu bleiben! Alles in allem zeigt das Heft aber die ungeahnte Entwicklungsmöglichkeit der drahtlosen Nachrichtenübermittlung in einem Lande, welches mindestens auf diesem Gebiete durch obrigkeitliche Verbote nicht gefesselt ist. Und selbst, wenn die unzähligen drahtlosen Empfangsstationen in den Oststaaten nur zu Vergnügungszwecken dienen sollten, wird doch daneben der Vorteil erreicht, weiteste Kreise der Bevölkerung mit der drahtlosen Nachrichtenübermittlung und deren physikalischen Grundlagen vertraut zu machen. Es wäre zu wünschen, daß das gute Beispiel, mit welchem die Vereinigten Staaten hier vorangegangen sind, auch auf andere Länder der alten Welt abfärben möchte, in denen heute noch die drahtlose Telegraphie als „ganz geheim“ behandelt wird. Eugen Nesper.

Bücherbesprechungen.

Paul Münch, Die Einrichtung von Reichs-Funkanlagen. 71 Seiten mit 7 Tafeln. Verlag für Politik und Wirtschaft, Berlin W 35. 1922. Preis M. 12.—

Das vorliegende Buch verzichtet auf alle theoretischen Erörterungen und beschränkt sich lediglich auf eine genaue Beschreibung und zeichnerische Darstellung der wichtigsten, im Reichsfunknetz gebräuchlichen Sender-Empfänger- und Verstärkungsanordnungen, einschließlich des Aufbaues und der Einrichtung dieser Anlagen. Von den Sendern werden der

500 Watt- und 800 Watt-Röhrensender genauer behandelt, während der tönende Funkensender nur kurz auf einer Tafel dargestellt ist. In einem Anhang wird die Einrichtung des Reichsfunknetzes beschrieben, wie sie im Sommer 1921 vorgesehen bzw. beabsichtigt war. — Sowohl der Gegenstand dieser Abhandlung, als auch die Darstellungweise weichen grundsätzlich von der großen Zahl der bisher erschienenen drahtlosen Lehrbücher und sonstigen zusammenfassenden Ausführungen ab. Auch in den Zeitschriften findet man kaum eine der Münchschen Darstellung ähnliche, so daß dieses Buch als eine wertvolle Bereicherung der F.-T.-Literatur angesprochen werden muß. Aber auch die sorgfältige Ausführung des Gegebenen in Wort- und zeichnerischer Darstellung sichern der Abhandlung ihren Wert. Das Buch kann allen Interessenten bestens empfohlen werden.

Eugen Nesper.

O. Kuhn, Die Apparate der Fernsprechstellen. 80 Seiten mit 8 Tafeln. Verlag für Politik und Wirtschaft. Berlin W. 35. 1922. Preis M. 12.

Infolge der auf den technischen Schulen herrschenden Jahrzehnte langen Bevorzugung der Starkstromtechnik gegenüber dem Unterricht im Schwachstrom ist auch die Zahl der Lehr- und Informationsbücher, die Schwachstrom- und Fernmeldetechnik mit Draht betreffen, nur verhältnismäßig gering. Es ist daher sehr zu begrüßen, daß neuerdings sich maßgebende Fachautoren dazu entschlossen haben, auf diesem Gebiet Arbeiten zu veröffentlichen. Hierzu gehört auch das Buch von Kuhn über die Apparate der Fernsprechstellen.

Die Arbeit behandelt in 12 Abschnitten: Telephon, Mikrophon, Induktionsspulen, Kondensatoren, Induktoren, Wecker, Umschalter für Fernsprechgehäuse, Fernsprechapparate mit Geldeinwurf, Zählscheiben, Anschlußdosen für Fernsprechgehäuse und Sicherungseinrichtungen für Fernsprechstellen, wie sie bei der deutschen Reichspost und Telegraphenverwaltung gebräuchlich sind.

Die sehr übersichtliche Anordnung ist hierbei derart, daß nach kurzer historischer und physikalischer Einleitung die wesentlichsten Konstruktionen beschrieben werden und außerdem Anforderungen und Gebrauchsanweisungen sich anschließen. Eine gute Auswahl der auf Tafeln, auf denen auch die wichtigsten Schaltungsschemata wiedergegeben sind, übersichtlich angeordneten Abbildungen, erleichtert hierbei das Verständnis.

Das Büchlein wird infolgedessen nicht nur den technischen und Betriebsbeamten der Reichspost als Nachschlagewerk dienen, sondern auch allen denen nützlich sein, welche sich sonst zu unterrichten beabsichtigen.

Druck und Ausstattung des Buches, insbesondere auch die Wiedergabe der Figuren sind sorgfältig und gut. Eugen Nesper.

Briefe an die Schriftleitung.

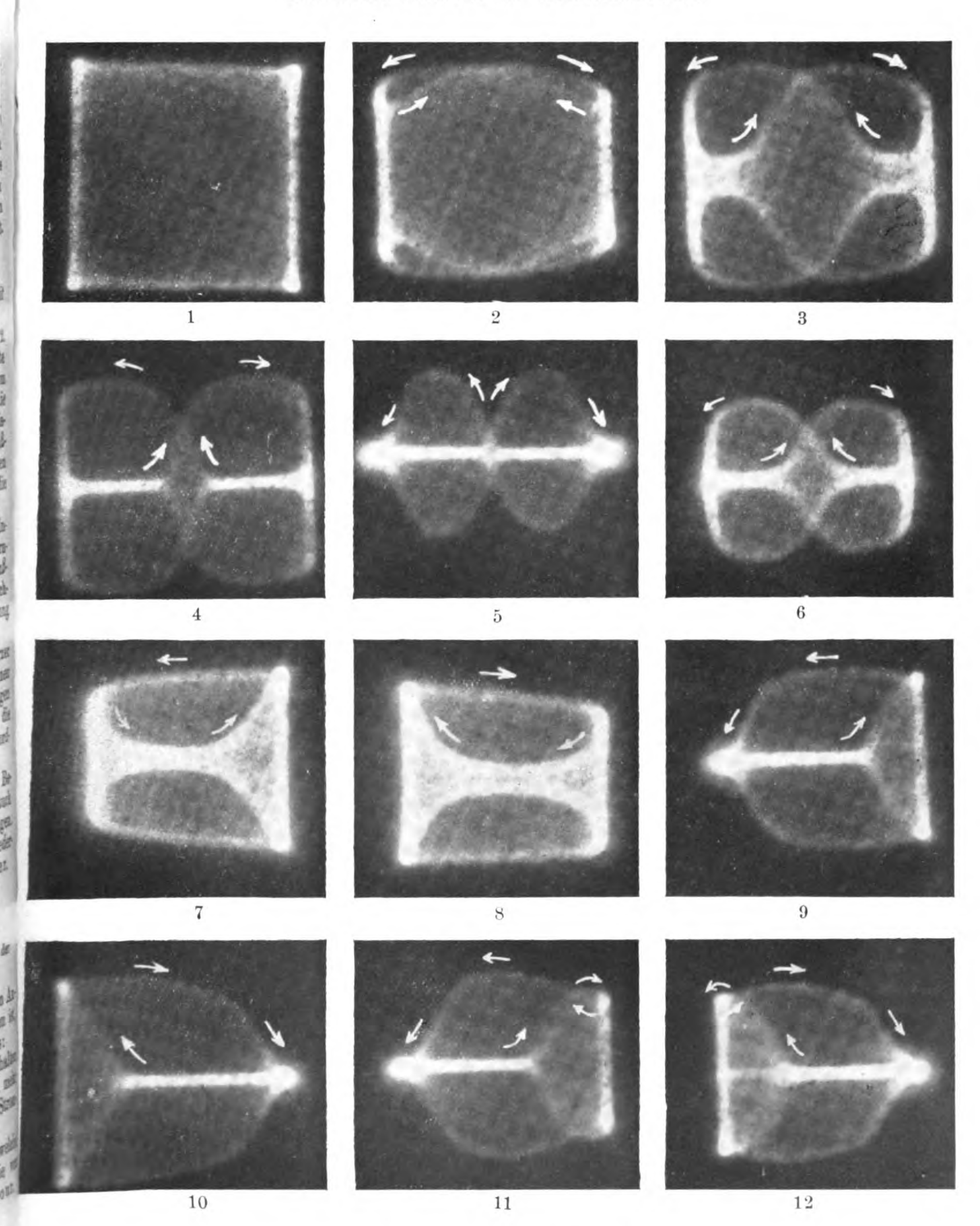
(Der Abdruck zur Veröffentlichung eingesandter Briefe erfolgt ohne Verbindlichkeit der Schriftleitung.)

Zu dem Aufsatz von A. Meißner „Über den Erdwiderstand von Antennen", welcher in dem Jahrbuch, 1921, S. 335, veröffentlicht worden ist, bemerke ich folgendes: Dr. Meißner drückt sich folgendermaßen aus:

„Die Erdungen waren ringweise zusammengefaßt und durch Anschalten der Erdungen an die Spule L bezüglich durch ein Einschalten von mehr oder weniger Selbstinduktion L in den Erdungsleitungen konnte die Stromteilung nach den einzelnen Ringen beliebig geändert werden."

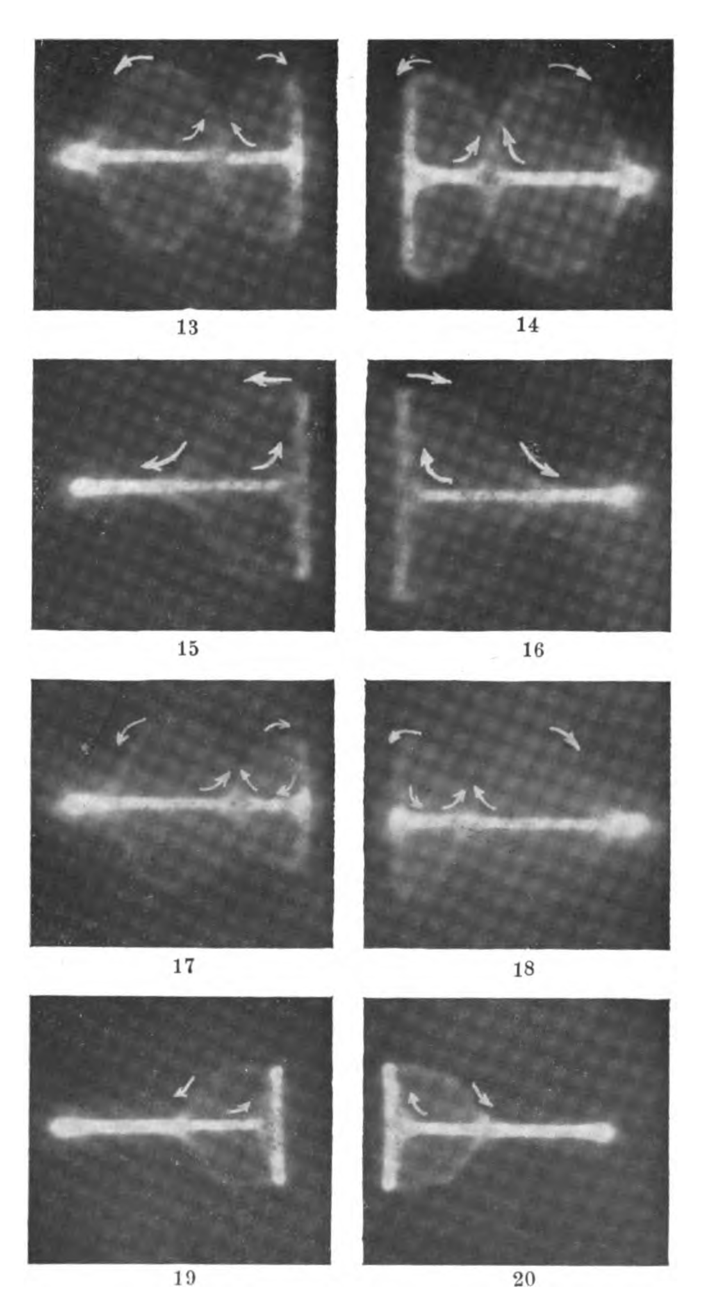
Ich gestatte mir auf meine deutsche Anmeldung L. 50754, welche jetzt erteilt worden ist, aufmerksam zu machen. Diese deckt die von A. Meißner beschriebene Anordnung. Marius Latour.

Die Ziffern bedeuten die Versuchsnummern.



E. Mauz und J. Zenneck

Die Ziffern bedeuten die Versuchsnummern.



E. Mauz und J. Zenneck.

Verlag von M. Krayn in Berlin W 10.

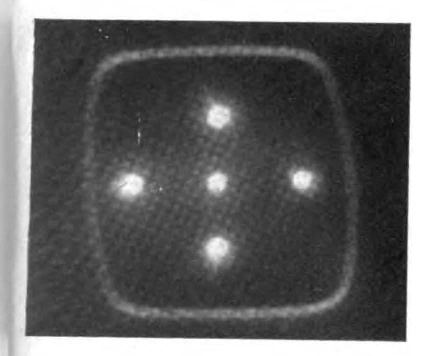


Fig. 4a.

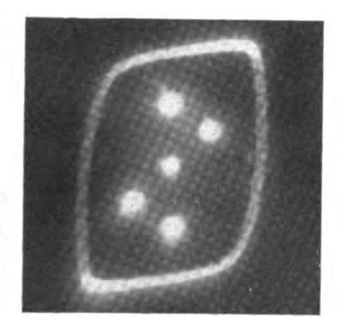


Fig. 5a.

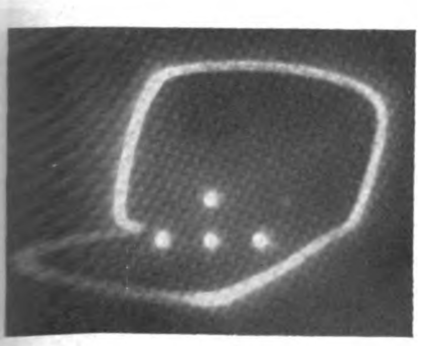


Fig. 6a.

Geo

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 19. Mai/Juni 1922. Heft 5/6.

Inhalt.

Manuskripte für das *Jahrbuch*, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 21*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10*, *Genthinerstraße, 39* Postscheck-Konto Berlin 32647.

Moderner Schnellempfang und Schnellsenden.

Vortrag, gehalten vor der deutschen Gesellschaft für technische Physik am 24. 2. 1922 in der Technischen Hochschule Charlottenburg.

Von **Georg Graf Arco.**

Ich werde im folgenden zu zeigen versuchen, daß das Problem der modernen drahtlosen Schnelltelegraphie einen sehr großen Komplex technischer und organisatorischer Teil-Probleme darstellt und zwar von solchem Umfange, daß es nicht möglich ist, diesen ganzen Komplex an einem Vortragsabend zu behandeln. Ich werde daher nur die interessanten Einzelaufgaben herausgreifen und diese genauer behandeln. Hierzu zwingt ferner der Umstand, daß ein Teil der Vorführungen, die ich bringen werde, von der Signalgebung der Station Nauen abhängig ist. Dem außerordentlich starken Telegraphendienst dieser Station zufolge, steht für meine Versuchszwecke hier im Hörsaal nur ein ganz bestimmter kleiner Zeitabschnitt zur Verfügung.

Unter Schnelltelegraphie verstehen wir in der drahtlosen Technik, ebenso wie in der allgemeinen Telegraphentechnik ein Worttempo von 30 und mehr Wörtern pro Minute. Dieses Tempo bildet die obere Grenze, bei welcher ein sehr geübter Telegraphist die Telegramme gerade noch abhören kann. Jede Steigerung darüber hinaus zwingt zur Anwendung eines registrierenden Empfangsapparates. Die obere Grenze der Schnelltelegraphie ist, wie ich im folgenden zeigen werde, nicht sehr scharf, weil weniger prinzipielle Schwierigkeiten als vielmehr solche praktischer Art für die Höchstgeschwindigkeit maßgebend sind. Die Schnelltelegraphie findet sowohl bei drahtlosen Stationen kleinerer Reichweite, z. B. im innereuropäischen Dienste, wie auch bei Großstationen im transatlantischen ihre regelmäßige Anwendung. Sie bleibt bisher immer noch auf bestimmte Zeiträume, d. h. auf einige Stunden am Tage beschränkt, nämlich auf solche Zeiten, in denen eine große Menge zu befördernder Nachrichten vorliegt, und wo außerdem die elektrischen Bedingungen den Schnellbetrieb ermöglichen. Während dieser Schnelltelegraphierperioden werden heute Wörtergeschwindigkeiten von 60—120 pro Minute bereits ohne weiteres angewendet. Der mittlere Tageswortdurchschnitt bleibt allerdings weit unter diesen Zahlen zurück. Die niedere Durchschnittszahl ist so zu erklären, daß sich bei dem drahtlosen Verkehr heute mehr Rückfragen, als bei dem gewöhnlichen Linientelegraphenbetrieb als notwendig erweisen, teils

weil Telegraphierfehler unterlaufen sind, teils wegen atmosphärischen Störungen an der Empfangsstelle. Alle diese Verzögerungen und notwendigen Wiederholungen sind in dieser Durchschnittszahl mit berücksichtigt. Wenn man bei der Schnelltelegraphie die Wortgeschwindigkeit allmählich steigert, so vermehrt man auch die Fehlerzahl in der Wortübertragung und vermehrt hierdurch die Zahl der Rückfragen und damit der Verzögerungen. Die Höchstgeschwindigkeit der Schnelltelegraphie ist daher praktisch ein Kompromiß zwischen der Steigerung der Wortleistung und der Fehler. Aus dem gesagten Grunde ist die Schnelltelegraphie überhaupt nur in solchen Anlagen anwendbar, welche jederzeit in einem sehr guten und festen Verkehr miteinander stehen. Der sogenannte Duplexbetrieb, d. h. eine Verbindung, bei welcher von beiden Seiten aus die Sendestationen gleichzeitig senden und beide Empfänger gleichzeitig empfangen, ist notwendige Voraussetzung für die Schnelltelegraphie. Ferner müssen bei einer solchen Anlage Sender und Empfänger von einer gemeinschaftlichen Betriebszentrale aus bedient werden, und die Empfangsbedienung muß in der Lage sein, durch eine auch ihr zugängliche Taste den Sender, besonders beim Schnellsenden sofort anzuhalten um von Hand aus die von der Gegenseite verlangten Wiederholungen zu geben. Nur so sind Rückfragen ohne wesentliche Telegrammverzögerungen, und damit erst ein rentabler Schnellbetrieb möglich. Die Schnelltelegraphie hat heute, wie ich schon sagte, sowohl für kleinere wie auch für die größten transatlantischen Anlagen eine erhebliche Bedeutung. Diese liegt teils darin, daß alle großen drahtlosen Stationen heute noch nicht gerichtet senden und nicht mit konzentrierter Energie auf einer Linie, wie etwa der Draht oder das Kabel, sondern mit mehr oder weniger gleichmäßiger Ausstrahlung nach allen Richtungen arbeiten. Da aber die Zahl der drahtlosen Stationen in den letzten Jahren eine enorme Steigerung erfahren hat und da deshalb die Stationen immer dichter zueinander zu liegen kommen, so ist es vorteilhaft, wenn jede Station das vorliegende Telegramm-Material in kürzester Zeit aufarbeitet.

Trotz aller Verbesserungen der Störungsfreiheit und trotz der Fortschritte in organisatorischer Hinsicht, durch internationale Festsetzungen der Wellenlängen für die verschiedenen Stationsarten usw., ist es natürlich für die Empfangsstationen leichter und bequemer zu arbeiten, wenn nicht unnötig viele Störungen fremder Sender auf sie einwirken. Bei Großstationen kommt als weiterer Zweck der Schnelltelegraphie hinzu, daß trotz der jetzt schon benutzten langen Wellen diese immer noch unterwegs durch die Absorption in Abhängigkeit

von der Beschaffenheit der Atmosphäre einer gewissen zeitweisen Schwächung unterworfen sind, so daß sich an der Empfangsstelle ein Schwanken der Intensität geltend macht. Die Schnelltelegraphie ist daher notwendig, die Telegramme zu Zeiten der günstigsten Übermittlungsverhältnisse aufzuarbeiten. Gleichzeitig aber gibt es bei Großstationen durch die Schnelltelegraphie die Rentabilität der Gesamtanlage zu steigern bzw. sie überhaupt erst zu ermöglischen.

In den ersten Entwickelungsstadien der drahtlosen Technik umfaßte selbst eine Sendeanlage für große Entfernungen relativ kleine und billige technische Mittel. Je mehr aber unsere Technik von Jahr zu Jahr fortschreitend die Aufgaben der Draht- und Kabeltechnik übernimmt, und je höher die Sicherheit der Übertragung und je kleiner die Zahl der vorkommenden Verzögerungen und Fehler wird, um so umfangreicher sind das Material und die Anlage- sowie die Betriebskosten von Großstationen geworden. Von den wenigen Kilowatts, wie sie seinerzeit die ersten transatlantischen Anlagen in England und Kanada, die von Marconi hergestellt worden sind, aufweisen, sind die modernen Großstationen zu bedeutenden Antennenleistungen übergegangen. Es handelt sich jetzt um Maschinenanlagen, welche mehrere 100 kW Leistung verbrauchen und um Antennenanlagen, die diese Leistung aufzunehmen haben. Eine moderne Großstationssenderanlage kostet daher unter allen Umständen mehrere Millionen Goldmark. Trotzdem bleiben die Anlage- und Betriebskosten natürlich noch wesentlich hinter denjenigen einer Kabelverbindung zurück.

Für die obere Grenze der höchsten Schnelltelegraphiergeschwindigkeit ist beim Kabel die physikalische Tatsache der langsamen Ladung bisher maßgebend gewesen. Theoretisch bestehen natürlich Möglichkeiten, die Ladezeiten herabzusetzen. Die Frage steht aber noch offen, auf jeden Fall werden durch neue Einrichtungen die Anlagekosten gesteigert werden. Tatsächlich liegt heute die wirklich erzielte Höchstgeschwindigkeit bei etwa 35 Wörtern. Bei der drahtlosen Telegraphie ist eine so ausgesprochene Grenze auch bei einer Wortgeschwindigkeit von 100 und mehr Wörtern nicht vorhanden. Sie könnte zunächst an der Sendestelle gesucht werden und zwar in dem Umstande, daß für die Übermittelung eines Punktes die Übertragung einer bestimmten Mindestzahl von elektrischen Schwingungen zur Betätigung des Empfängers notwendig ist, und daß bei Anwendung der langen Wellen (in Rücksicht auf die Absorption) schließlich hier eine Zeitgrenze gefunden würde. So lange aber die Wellen für den Verkehr auf einem halben

Erdquadranten, also etwa Deutschland-Süd-Amerika, bei 15 km, d. h. 20000 Schwingungen pro Sekunde liegen, tritt auch bei Sendegeschwindigkeiten von 120 Wörtern hierdurch noch keine Not ein, wenigstens dann nicht, wenn der Auf- und Abstieg der Leistung beim Telegraphieren genügend schnell erfolgt, wie das weiter unten bei Besprechung des Senders noch behandelt werden wird.

Etwas ungünstiger liegen die Verhältnisse beim Empfänger. Je höher die Selektion gesteigert wird und zwar unter Anwendung wenig gedämpfter Selektionskreise, welche nacheinander aufgeschaukelt werden müssen, um so größere Zeiten sind hierfür erforderlich. Die Steigerung der Telegraphiergeschwindigkeit bis auf 60 oder 70 Wörter läßt sich mit den für die Selektion notwendigen Mitteln noch recht gut durchführen. Bei Geschwindigkeiten über 100 Wörter wird man am Empfänger in schon erheblichem Maße Selektivität opfern müssen. Man braucht dann eben, um trotzdem noch die notwendige Deutlichkeit der Signale zu erhalten, eine gesteigerte Senderleistung.

Ein sehr wichtiger Punkt zur Erreichung der größtmöglichsten Geschwindigkeiten ist die möglichst vollkommene Durchbildung der Betriebsorganisation. Neben der technisch bestmöglichsten Ausgestaltung des Duplexverkehrs, wie ich eingangs erwähnt habe, handelt es sich hier um die Ausnutzung des Personals und um die Auswahl der geeignetsten Menschen. Eine weitgehende Arbeitsteilung in elektrische und postalische Arbeiten wird sowohl der Geschwindigkeit der Übertragung wie der Ökonomie in gleicher Weise zugute kommen. Dieser Gesichtspunkt ist wohl von ebenso großer Bedeutung für die Telegraphiergeschwindigkeit, wie die rein technischen Verhältnisse.

Am heutigen Abend möchte ich die Schnelltelegraphie von folgenden Gesichtspunkten aus behandeln:

1. Die Selektivität der Empfänger unter Berücksichtigung der Beschränkung der für die Selektion zur Verfügung stehenden Zeiträume.
2. Das Schnellsenden, insbesondere das Tasten großer Leistungen und die Konstanz der Senderschwingungen in Rücksicht auf die Selektivität der modernen Empfänger.

Wenden wir uns zunächst zu den Empfangseinrichtungen! Die allgemeine Entwicklung der Empfänger ist hauptsächlich dadurch gekennzeichnet, daß die technisch unsicheren Elemente wie Kohärer, Detektor, empfindliche Relais usw., von denen neben sehr hoher Empfindlichkeit auch noch Betriebssicherheit (!) gefordert wurde, in Fortfall gekommen sind. Dieser gewaltige Fortschritt ist dadurch

erzielt worden, daß die moderne Kathodenröhre als Verstärker, Gleichrichter und Schwingungserzeuger in die Empfangstechnik eingeführt wurde. Als Verstärker bringt sie den enormen Fortschritt mit sich, daß nunmehr an der Empfangsstelle unter allen Umständen eine genügende Empfangsintensität hergestellt werden kann. Damit ist die gesamte Empfängeraufgabe sehr erleichtert; die übermäßig empfindlichen Gleichrichter fallen fort. Es fällt ferner das ganze Problem fort, hochempfindliche, schnell arbeitende Registrierapparate herzustellen, auf welche bisher viel Mühe und Zeit verwendet wurde, ohne daß ein einwandfreier Erfolg in bezug auf Betriebssicherheit und geringe Kosten des Betriebes erreicht wurde. Aus der älteren Zeit, wo diese Forderungen begründet waren, stammt noch die auch wohl in Fachkreisen verbreitete Meinung, daß das Problem der Schnelltelegraphie hauptsächlich in der Herstellung empfindlicher Registrierapparate seine Lösung fände. Diese Aufgabe ist heute gegenstandslos geworden Schon zur Schnellbetätigung der Sendertaste sind Einrichtungen notwendig, welche in dem gleich schnellen Tempo wie der Registrierapparat arbeiten müssen. Dabei müssen aber hier erhebliche Metallmassen (Kontakte für den Stromschluß) bewegt werden, d. h. es muß eine große mechanische Leistung bei schnellsten Bewegungen vollbracht werden. Da aber auch diese Aufgabe gelöst ist, so liegt im Augenblick für die Schnelltelegraphie überhaupt kein derartiges elektromagnetisches Problem vor, vielmehr liegen die Aufgaben, wie ich schon mehrfach erwähnte, auf anderen Gebieten. Die Verstärkung der Empfangsintensität, so unbegrenzt sie auch heute, was die Verstärkungsmittel anbetrifft, durchgeführt werden kann, hat aber ihre praktischen Grenzen. Sie ist in bezug auf die Lesbarkeit der Signale wertlos, wenn dabei die im Apparat auftretenden Störungen in gleichem Verhältnis wie die Signale oder sogar noch mehr als diese verstärkt werden. Das Maß für die Lesbarkeit der Signale ist aber das Verhältnis von Störungen zu Signallautstärken. Bei Anwendungen von Verstärkungen kommt alles darauf an, die so definierte Lesbarkeit zu steigern. Alle verwendeten Selektionsmittel am Empfänger haben nur dann eine Berechtigung, wenn sie nach dieser Richtung hin Mehrleistung geben. Die auftretenden Störungen des Empfängers haben einen abwechslungsvollen und verschiedenen Charakter. Ihre beiden Hauptmerkmale sind ihre Amplitude und ihre zeitliche Häufigkeit. Zur Verbesserung der Lesbarkeit sind prinzipiell zwei Wege möglich. Der eine besteht in der Intensitätssteigerung der Sender, der andere in der Selektionssteigerung der Empfänger. Da der erste Weg ein

sehr kostspieliger ist und gerade bei Großstationen sehr schnell die Gefährdung der Rentabilität der Anlage herbeiführt, wird der natürliche zweite Weg mit allen denkbaren Mitteln angestrebt.

Die Steigerung der Empfangsselektion bezweckt die Ausschaltung zweier Arten von Störungen. Es sollen beseitigt werden die Störungen fremder Sender und diejenigen der atmosphärischen Entladungen.

Befassen wir uns zunächst mit den Selektionsmitteln gegen fremde Störer. Die geeignetsten Mittel sind die Anwendung von auf die Hochfrequenz abgestimmten Kreisen von möglichst geringer Dämpfung, welche gegeneinander möglichst lose gekoppelt sind. Diese Einrichtungen sind im einzelnen im Laufe der Jahre immer mehr vervollständigt worden. Indessen hat es sich gezeigt, daß eine fortgesetzte Vermehrung der in Reihe geschalteten Hochfrequenzkreise sehr bald keine Selektionssteigerung mehr gibt. Man ist daher dazu übergegangen, auch noch auf Niederfrequenz gestimmte Kreise hinzuzufügen. Bei Schnelltelegraphie macht sich aber in diesen die erheblich größere Zeitkonstante stark bemerkbar. Man muß daher entweder die Dämpfung derselben größer wählen, wobei die Selektionswirkung verbessert wird, oder aber sie bei hoher Telegraphiergeschwindigkeit ganz fortlassen.

Besser ist die Anwendung von Selektionskreisen, welche auf Mittelfrequenz gestimmt sind. Die Mittelfrequenz wird gewonnen, indem man den aufgenommenen ungedämpften Schwingungen nicht wie sonst üblich einmalig eine Hilfsschwingung überlagert von einer Frequenz, die eine hörbare Wechselstromfrequenz entstehen läßt, sondern es wird eine mehrstufige Überlagerung angewandt. Der erste Überlagerer, dessen Frequenz sonst von der aufgenommenen Frequenz nur wenig abweicht, ist hier so eingestellt, daß er mit der ankommenden Schwingung zusammen eine Frequenz von der Größenordnung 10000 ergibt. Diese wird auf einen hierauf abgestimmten Kreis übertragen und dann wiederum mehrstufig verstärkt. Dann erst erfolgt eine zweite Überlagerung mit einer solchen Frequenz, daß jetzt ein hörbarer Schwebungston erhalten wird. Dieser wird dann im Indikations- oder Registrierinstrument ausgenutzt.

Sowohl mit den Hoch- wie mit den Mittelfrequenzkreisen sind mehrstufige Verstärkerröhrenanordnungen verbunden. Neben dem Verstärkungseffekt werden diese Röhren dazu benutzt, die Dämpfung der Hoch- und Mittelfrequenzkreise durch Rückkoppelung zu vermindern. Infolgedessen erreicht ein so gebauter Empfänger einen außerordentlich hohen Grad der Selektivität. Eine außerordentlich geringe Änderung

der Frequenz der ankommenden Schwingungen hat einen sehr starken Rückgang der Endamplitude der Empfangsanordnung zur Folge. Beträgt z. B. die Änderung der Frequenz einige Hundertstel eines pro Mille so geht hierbei die Intensität des Empfängers auf einige Zehntel der ursprünglichen Intensität zurück. Ein Sender, welcher von einem solchen Empfänger aufgenommen werden soll, muß daher eine außergewöhnlich große Konstanz der ausgesandten Wellen haben. Die Erfahrung hat gezeigt, daß, wenn die größte Abweichung 0,2 pro Mille nicht überschreitet, die Empfaugsintensität für die praktischen Zwecke gerade noch genügend konstant ist. Hierin liegen die für den modernen Maschinensender in bezug auf Wellen- d. h. Tourenkonstanz zu stellenden Anforderungen.

Die Beseitigung der atmosphärischen Störungen ist eine der ältesten, wichtigsten Aufgaben der drahtlosen Technik. Diese Störungen sind, elektrisch betrachtet, Stoßerregungen von wechselnder Intensität, wechselnder Dauer und wechselnder zeitlicher Häufigkeit, durch welche die Schwingungskreise der Empfänger in Eigenschwingungen versetzt werden.

Die besonders starken Stöße können durch verschiedenartige Begrenzungsanordnungen gemildert werden. Bekannt sind die sogenannten Gegendetektorschaltungen, ferner Verstärkerröhren als Begrenzer, welche so einreguliert werden, daß die starken Stöße in den Bereich der Sättigung des Anodenstromes fallen. Indessen kann eine solche Einrichtung nur eine Schonung der Apparate oder des Ohres des Telegraphisten bringen. Es ist aber nicht zu verhindern, daß die Signale durch die Störungen überdeckt und unlesbar werden.

Neben diesen Methoden ist das beste wirksamste Mittel sowohl gegen störende Sender, wie gegen atmosphärische Störungen eine möglichst stark gerichtete Empfangsantenne, d. h. eine Antenne, deren Charakteristik möglichst schmal und einseitig ist.

Die einfachste Ausführung einer solchen ist ein Rahmen oder besser noch ein solcher in Verbindung mit einseitiger Abblendung. Durch die Kombination eines Rahmens mit einer Vertikalantenne in geeigneter Phase und Intensität wird das Feld nach einer gewissen Richtung hin aufgehoben. Wie Austin zuerst bei seinen Messungen in Mittel-Amerika gefunden hat und wie Messungen von Dr. Esau in Süd-Amerika bestätigen, sind die atmosphärischen Störungen in der Mehrzahl der Fälle irgendwo lokalisiert, z. B. über Gebirgen oder großen Wasserflächen. Der einseitig gerichtete Rahmen wird dann so eingestellt, daß sein Feld noch nach dem Sender zeigt, während die ab-

geblendete Richtung nach dem Störungszentrum eingestellt ist. Die Störungsstellen stehen aber nicht fest im Raum, sondern wandern meist in einer gewissen gesetzmäßigen Beziehung zur Sonnenstellung. Dementsprechend ist die Störungsabblendung nachzuregulieren.

Auch die Kompensation des Rahmens steht in engster Beziehung zur Senderfrequenz. Die wirksame Einstellung der einseitigen Abblendung welche auf Phasenverhältnissen beruht, gilt nur für eine bestimmte Sendefrequenz. Die kleinste Änderung dieser hat eine Felddrehung am Empfänger zur Folge. Also auch von hier aus ist die Forderung auf hohe Konstanz der Sendewelle abzuleiten.

Über die Bauart schnell arbeitender Registrierapparate ist verhältnismäßig wenig zu sagen. Durch die Anwendung von Kathodenröhren ist einerseits praktisch jede Verstärkung und gleichzeitig auch durch die für die Kathodenröhren bekannte Gleichrichterschaltung die Umwandlung des niederfrequenten Wechselstromes in Gleichstrom möglich. Mit Strömen von 4—10 Milli-Amp. können irgendwelche elektromagnetische Registrier- oder Druckapparate leicht betrieben werden.

Der einzige einigermaßen brauchbare Schnellregistrierapparat, welcher aus jener Entwicklungszeit stammt, als noch infolge fehlender Verstärker eine sehr hohe Empfindlichkeit gefordert wurde, ist der photographische Apparat mit Fadengalvanometer. Indessen ist der photographische Betrieb teuer und unbequem, so daß auch dieser Apparat nur noch eine historische Bedeutung hat.

Nach Einführung der Verstärker wurde der Wachswalzen- (Phono) oder magnetische (Poulsen) Schreiber vielfach angewandt. Die Aufnahme erfolgt bei schnellem Lauf der Walze bzw. des Drahtes, die Wiedergabe bei entsprechend verlangsamtem. Um auch hierbei noch das Signal als Ton zu hören, muß für die Aufnahme der Schwebungston auf höhere Tonfrequenz als sonst üblich gebracht werden. Der Tonempfang gewährt dann, wie beim direkten Hören, den Vorteil der besseren Lesbarkeit der Signale aus den Störungen heraus.

Nachdem aber die niederfrequenten elektrischen Kreise mehr und mehr eingeführt worden sind, wird auf die Hörselektion des Registrierapparates verzichtet und jeder beliebige sonst gebräuchliche Schreiber kommt in Frage. Die Einfachheit und Billigkeit im Betrieb tritt mehr und mehr in den Vordergrund. Der gewöhnliche Morseschreiber erfordert die Vorschaltung eines mechanischen Relais von geringerem Strombedarf, weil die Beschleunigung eines schwerfälligen Schreibsystems doch auch bei Anwendung der Verstärker eine selbst für diese

noch zu große elektrische Leistung erfordert. Dagegen kann das Relais bei anderen Schreibern fortbleiben, z. B. bei dem vom dänischen Erfinder Johnson angegebenen Apparat. Der Stromdurchgang von wechselnder Stärke an der Mitte einer sich drehenden Scheibe aus halbleitendem Material nach einer leichten am Umfange schleifenden metallischen Feder ändert unter günstigen, nicht ganz leicht konstant zu haltenden Verhältnissen deren Adhäsion. Ein Teil der mechanischen Energie der Drehung wird so zur Relaiswirkung für die Aufzeichnung der Signale nutzbar gemacht.

Ebenso einfach, aber bereits in hohem Maße konstruktiv durchgebildet und erprobt, ist der sogenannte Ondulator oder Kurvenschreiber, der aus der Kabeltechnik stammt und dort unter dem Namen „Syphon-Recorder" als hochempfindlicher Schreibapparat ausgebildet worden ist. Der bekannte geistvolle Gedanke, die Heberwirkung einer Kapillaren zum Schreiben auszunutzen, macht es möglich, mit verschwindend kleinen mechanischen Leistungen auszukommen und deshalb ein hochempfindliches Drehspuleninstrument oder polarisiertes Relais zu benutzen. Für den Kurvenschreiber als Schnellschreiber der drahtlosen Technik stehen 4—10 Milliampere zur Verfügung. Die Schreibeinrichtung darf daher erheblich mehr Reibungsarbeit verzehren, und es ist nicht mehr erforderlich besonders empfindliche Instrumente anzuwenden. Bei günstiger Bemessung der Papiergeschwindigkeit, der Dämpfung des Schreibsystems, seiner Eigenschwingung usw. heben sich die kurzzeitigen Störungen der atmosphärischen Entladungen sehr deutlich ab von den länger dauernden Signalzeichen, die auf dem Schreibband, wie der Name andeutet, als Kurvenschrift erscheinen. Ein solcher Apparat bedarf selbst bei stark wechselndem Tempo fast keiner Nachstellung, verbraucht wenig Papier und erreicht bei guter Schrift leicht ein Tempo von 120 bis 150 Wörtern pro Minute.

Einen solchen Kurvenschreiber will ich Ihnen jetzt zeigen. Als Empfangseinrichtung dient dieser im Hörsaal aufgestellte Drehrahmen mit den notwendigen elektrischen Abstimmkreisen und Verstärkern. Zur objektiven Aufnahme der Zeichen sind ein laut sprechendes Telephon und dieser Schreiber gleichzeitig angeschlossen. Ich glaube Ihnen außerdem noch die Richtwirkung des Rahmens vorführen zu können. indem ich Ihnen die Rahmenstellung zeige, wo der Nauenempfang aufhört, was bei der sehr großen Intensität dieser starken, so nahe gelegenen Station nicht ganz leicht ist. (Vorführung.)

Wenn auch vom technischen Standpunkte der Kurvenschreiber

ein durch Einfachheit und Billigkeit besonders hervorragender Apparat ist, so haftet ihm doch, wie auch allen anderen, die Morsezeichen registrierenden, Apparaten der Nachteil an, daß diese Symbole erst in Schrift übertragen werden müssen. Hierzu sind im allgemeinen (mit Ausnahme des Creedschreibers) Menschen erforderlich und zwar um so mehr, je schneller das Telegraphiertempo ist. Es hat sich also als nicht vorteilhaft erwiesen, die aufgezeichneten Telegramme erst später niederzuschreiben, weil die Erledigung der erforderlichen Nachfragen zu spät ausgeführt wird und so die Auslieferung der Telegramme verzögert wird. Es ist für eine schnelle Abwicklung des Verkehrs nötig, den laufenden Streifen kontinuierlich in statu nascendi in Schreib- und Druckschrift zu übertragen. Bei 60 Wörtern pro Minute sind hierzu drei gleichzeitig schreibende Personen für nur einen Registrierapparat nötig.

Es ist daher vom Standpunkt der Personalersparnis und der schnellen Verkehrsabwicklung ein großer Vorteil, daß es gelungen ist, Druckschrift direkt und maschinell an der Empfangsseite zu erzielen. Hierfür hat sich der von der Firma Siemens & Halske entwickelte und bereits allgemein anerkannte Schnelldrucker als brauchbar erwiesen.

Dieser Apparat beruht bekanntlich auf dem synchronen Gange zweier Mechanismen an der Sende- und an der Empfangsstelle. Jeder Buchstabe besitzt zeitlich die gleiche Länge; diese Zeit wird in 5 gleiche Zeitelemente unterteilt, die aus Wellenzügen oder Pausen bestehend 25—32 verschiedene Kombinationsmöglichkeiten bzw. 32 unterschiedliche Zeichen ergeben. Der Gleichlauf zwischen Sender und Empfänger wird selbsttätig hergestellt und aufrechterhalten, ohne daß besondere Regulierungsimpulse notwendig sind. Die Tasteinrichtungen des Senders müssen so durchgeführt sein, daß die Impulse eine sehr hohe Exaktheit haben. Vorübergehende Störungen an der Empfangsstelle sind ohne Einfluß auf den Gleichlauf und rufen nur Verstümmelungen einzelner Buchstaben hervor."

Da dieser Schnelldrucker zur Übermittlung einer bestimmten Wortzahl etwa 40 % weniger Zeichen braucht als der Morseschreiber, so kann mit gleicher Tastgeschwindigkeit eine wesentlich höhere Wortleistung als beim Morse erzielt werden.

Ein solcher Schnelldrucker wird Ihnen von Nauen aus und zwar mit einer Antennenleistung von ca. 150 kW. vorgeführt werden. (Vorführung: erst Synchronisierung, dann Telegrammübertragung mit 100 und 120 Wörtern/Min.).

Wenden wir uns jetzt zu den Einrichtungen für das Schnellsenden. Für das Schnellsenden kommen praktisch nur noch Sender für kontinuierliche Wellenzüge in Betracht. Solche mit Energiepausen eignen sich grundsätzlich nicht hierfür. Die Frequenz dieser Sender muß, wie ich ausgeführt habe, in Rücksicht auf die große Selektion der Empfänger, außerordentlich konstant sein. Jede Korrektur an der Empfangsstelle ist bei gutem Betrieb von vornherein abzulehnen. Eine solche würde, wegen der Kompliziertheit der elektrischen Abstimm- und Kompensationsorgane und wegen der Nachbarschaft zahlreicher anderer ebenfalls arbeitender Sender, und schließlich wegen der an der Empfangsstelle eingeführten Arbeitsteilung zwischen den Telegraphisten und den elektrischen Kontroll- und Revisionsbeamten große Verwirrung und Zeitverlust ergeben.

Die Forderung höchster Konstanz der Hochfrequenzschwingungen ist schwer zu erfüllen, denn bei allen Sendern irgendwelcher Art sind stets Größen vorhanden, die sich zeitweise ändern und dabei die Hochfrequenz beeinflussen.

Die vorkommenden Änderungen beziehen sich auf außerhalb des Generators liegende Einrichtungen und auf diesen selber.

Es ändert sich z. B. die Eigenschwingung des Luftdrahtes bei Wind und bei Isolationsschwankungen. Ferner sind die elektrischen Größen des Netzstromes variabel: Spannungs- und niederfrequente Periodenschwankungen. Es ändert sich aber auch die Netzbelastung beim Tasten im Tempo der Zeichen.

Der Lichtbogen als Generator zeigt stets kurzzeitige Schwankungen infolge der Ungleichmäßigkeit der Elektroden. Diese Schwankungen mögen so klein sein, daß keine Unreinheit des Schwebungstones am Empfänger und auch noch keine Höhenschwankung desselben wahrgenommen wird. Die Schwankung genügt aber, um in außergewöhnlich selektiven Empfängern, so wie sie für den praktischen Schnellbetrieb nötig sind, sehr erhebliche Intensitätsschwankungen hervorrufen.

Die Kathodenröhre als Generator und die Hochfrequenzmaschine sind dagegen Einrichtungen, welche bei konstanten äußeren Verhältnissen eine konstante Frequenz ergeben. Die äußeren Verhältnisse konstant zu machen, ist allerdings bei der Maschine schwieriger als bei der Röhre, denn bei der Maschine hängt die Welle direkt von der Umlaufzahl ab. Eine ähnliche Konstanz ist weder in der Kraftmaschinentechnik noch in der Elektrotechnik bisher erreicht, allerdings auch noch nie gefordert worden. Die Umdrehungsschwankungen haben

einen zweifachen Ursprung. Einerseits sind sie veranlaßt durch das Schwanken der Last beim Tasten, andererseits durch die Einwirkung der Netzschwankungen auf den Motor.

Um die Tourenschwankungen durch wechselnde Last zu beseitigen, wurde anfänglich auf einen Ballastwiderstand getastet, d. h. die Maschinenleistung beim Tasten abwechselnd der Antenne oder einem Ballastkreise zugeführt. Dies ergab außerdem noch Vorteile in bezug auf geringeres Feuern der Tastrelais. Die technischen Anforderungen an ein Tastrelais sind, wenn es sich um Hochfrequenzleistungen von einigen 100 kW. handelt, außerordentlich groß, besonders beim Schnellsenden. Das Ballasttasten mußte, weil dabei die Maschine dauernd auf Vollast arbeitete, als unökonomisch verlassen werden. Im Morsealphabet verhalten sich die Zeiten der Pausen zu denen der Zeichen etwa wie 2 : 3. Beim Tasten von Vollast auf Leer wird demnach annähernd 50 % Strom gespart.

Die Tourenschwankungen durch Laständerung werden in verhältnismäßig einfacher Weise dadurch behoben, daß das Drehmoment des Motors im Maße der Leistungsschwankung mit dem Tasten automatisch verändert wird. Bei den großen Drehstrommotoren in Nauen werden hierzu Widerstände in die Rotorwicklung des Motors ein- und ausgeschaltet und unter Umständen gleichzeitig das Feld des Motors verändert. Letzteres erfolgt am bequemsten durch Eisendrosseln, die in die drei Phasen des Feldes geschaltet sind und deren Selbstinduktion durch einen Hilfsgleichtrom in weiten Grenzen verändert werden kann. Diese Methode hat den Vorzug, mit relativ kleinen Gleichstromleistungen die Korrektur ausführen zu können.

Die stets vorhandenen Netzschwankungen auszugleichen, ist eine erheblich schwierigere Aufgabe. Ihre Lösung zerfällt in zwei Teile. Einmal ist eine Einrichtung zu schaffen, welche noch viel kleinere Schwankungen anzeigt als diejenigen sind, welche später im Betriebe als zulässig angesehen werden. Alsdann sind nach der Anzeige die Korrekturen der Umlaufzahl auszuführen. Hierfür sind dieselben Mittel anwendbar, wie beim Tasten. Wichtig ist allerdings, daß die Korrektur so schnell und so stark vorgenommen wird, daß der eingetretene Fehler sich nicht vergrößert, sondern möglichst gleich überkompensiert wird. Indessen besitzt die Starkstromtechnik, z. B. im Tyrillregler, ein solches Organ, das bei genügend feiner Indikation der Schwankungen für die Korrektur sehr geeignet ist.

Als Indikationsinstrumente kommen die bekannten mechanischen Anzeiger nicht in Frage. Jeder Zentrifugalregler hat eine

viel zu variable Reibung und gibt auch bei so winzigen Änderungen der Frequenz keine genügenden Bewegungsgrößen, welche für irgendwelche Relaisbetätigungen ausgenutzt werden können. Auch mechanische Resonanzsysteme in Form von Stimmgabeln oder schwingenden Zungen, noch dazu mit der Aufgabe von Kontakt- und Relaisbetätigungen sind zu ungenau und zu unsicher.

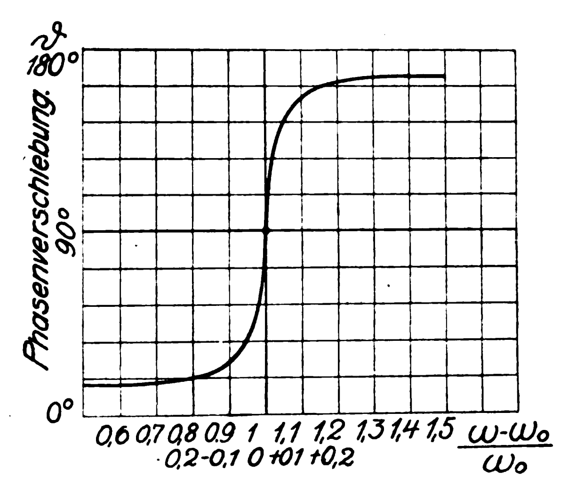
In Frage kommen nur rein elektrische Bezugssysteme. Die meines Wissens älteste Anordnung ist die von Alexanderson und Osnos unabhängig voneinander angegebene, wonach der in einem Resonanzkreis möglichst kleiner Dämpfung vom Sender aus induzierte Strom für die Indikation benutzt wird. Der Hochfrequenzstrom wird gleichgerichtet (Alexanderson) und die Resonanzlage so gewählt, daß die Normalfrequenz des Senders etwa auf die Mitte des aufsteigenden Astes der Resonanzkurve fällt. Den Frequenzschwankungen entsprechen dann Gleichstromänderungen. Irgendeine konstante Energie oder Kraft als Vergleichssystem, z. B. eine Federspannung entscheidet dann für das positive oder negative Ansprechen eines Relais.

So arbeitet die Regulierung, die Alexanderson benutzt und mit der er Periodenschwankungen bis zu $4^0/_0$ und Spannungsschwankungen bis zu $20^0/_0$ befriedigend ausgleicht.

Von den anderen Methoden seien nur noch drei erwähnt. Einmal ein alter Vorschlag von mir, an der Sendestelle eine konstante Hilfsfrequenz, z. B. einen Röhrensender als Überlagerer zu benutzen und die Änderung der Schwebungsfrequenz auszunutzen. Physikalisch interessanter ist der Vorschlag von Oberingenieur Schäffer, an der Sendestelle eine Hilfsfrequenz herzustellen, diese mit dem Generator passend zu koppeln und so einzustimmen, daß der Hilfssender die Tendenz erhält, je nach der Frequenz des Hauptsenders über den Synchronismus herauf- oder vom Synchronismus herabgezogen zu werden. Innerhalb gewisser Grenzen behält der Hilfssender seine Frequenz, es ändern sich aber die Phasenverschiebungsverhältnisse von Strom und Spannung in den einzelnen Teilen desselben. Diese Methode scheint außerordentlich hohe Empfindlichkeiten zu geben. Unbequem ist die Bedingung der konstanten Hilfsfrequenz.

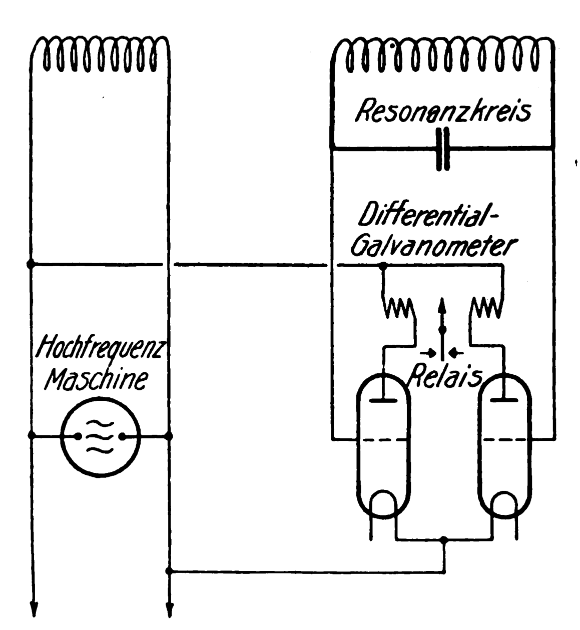
Von dieser ist die im folgenden beschriebene Anordnung frei, welche in Nauen als sogenannte Phasensprungmethode der Firma Siemens & Halske, eine Erfindung von Herrn Riegger und durchgearbeitet von Herrn Schuchmann Anwendung findet.

Die Fig. 1 zeigt die Änderung der Stromphase eines in einem Resonanzkreis induzierten Stromes beim Durchgang des induzierten



ϑ
180°
Phasenverschiebung.
90°
0°
0,6 0,7 0,8 0,9 1 1,1 1,2 1,3 1,4 1,5
-0,2 -0,1 0 +0,1 +0,2
ω-ω₀ / ω₀

Fig. 1.



Resonanzkreis
Differential-Galvanometer
Hochfrequenz Maschine
Relais

Fig. 2.

Stromes durch einen gewissen Frequenzbereich, in dem auch die Resonanzfrequenz vorkommt. Man erkennt die starke Phasenänderung unmittelbar vor und hinter der Resonanzlage in der Mitte.

Die Phasenänderung wird durch eine Kathodenröhrenanordnung zur Relaisbetätigung ausgenutzt. Wie aus dem folgenden Schaltbild, Fig. 2, ersichtlich, werden zwei Verstärkerröhren benutzt und so geschaltet. daß ihre Gitter die Spannungen des Resonanzkreises erhalten, während die Kathoden und die Anoden an der Spannung des Generators liegen. In die Anodenleitungen sind die Spulen eines Differentialgalvanometers geschaltet. Bei Resonanz und 90° Phasenverschiebung des Resonanzkreises liegt die Spannung am Gitter, bei der einen Röhre um 90° vor, bei der anderen hinter der Anodenkathodenphase. Die Anodenströme sind daher gleich groß, aber entgegengerichtet, so daß das Relais in Ruhe bleibt. Bei Änderungen der Phase nach der einen oder der anderen Richtung ist die Symmetrie gestört und es bleibt ein resultierender Anodengleichstrom nach der einen oder der anderen Richtung.

Dieser Anodenstrom ist, was sofort als großer Vorteil in die Augen springt, von den absoluten Größen der Röhrenspannungen unabhängig, so daß auch bei Änderungen der Klemmenspannungen des Generators in einem gewissen Bereich, die Indikation richtig und unempfindlich bleibt. Die Genauigkeit steigt mit Verringerung der Dämpfung des Resonanzkreises. Für das Differentialrelais stehen bei Anwendung größerer Röhren genügende elektrische Leistungen für eine sichere Kontaktgebung zur Verfügung. Die Indikatoreinrichtung in Nauen zeigt eine Abweichung der Frequenz von 0,1 ‰ noch sicher an. Die durch automatische Korrektur beeinflußte Umdrehungsschwankung geht über 0,4 ‰ nicht hinaus.

Um Ihnen die Wirkungsweise des Indikators hier direkt vor Augen zu führen, haben wir folgenden Aufbau gemacht. Wir haben einen Röhrensender aufgestellt, der die Hochfrequenzmaschine ersetzt und einen Resonanzkreis. Beide Energiequellen beeinflussen zwei Kathodenröhren in der oben gezeichneten Schaltung. An Stelle des Relais ist ein Milliamperemeter mit dem Nullpunkte in der Mitte in die Anodenleitung geschaltet. Bei genauer Resonanzstellung zeigt dieses den Strom 0 an. Ändere ich den Kondensator des Resonanzkreises um nur 1/300 der Kapazität, so erfolgt ein Ausschlag von mehreren Milli-Amp. Ich kann für das Experiment natürlich auch die Welle des Senders ändern. Zu diesem Zweck genügt es schon, die Heizspannung des Fadens der Senderöhre um 1 % zu ändern, um

sofort einen deutlichen Ausschlag am Indikator zu erhalten. Sie sehen hieran, daß auch die Kathodenröhre als Sender nur dann konstante Schwingungen gibt, wenn in bezug auf die Netzverhältnisse bestimmte Anforderungen eingehalten sind. (Vorführung.)

Das folgende Experiment zeigt einen anderen Weg, um sehr kleine Frequenzschwankungen akustisch oder optisch wahrnehmbar zu machen. Ein Überlagerer ergibt mit diesem Empfänger hier zusammen im Saale einen bestimmten Schwebungston, wenn ein ungedämpfter Sender mit passender Welle arbeitet. Ein zweiter Kathodenröhrensender erzeugt einen Wechselstrom von gleicher Tonfrequenz. Lassen wir jetzt beide Tonfrequenzen auf eine dritte Röhre einwirken, so hören wir deutlich bei geringster Wellenänderung langsame Schwebungen. Als Wellenänderung am Sender genügt die Annäherung meiner Hand an den Kondensator. Die so hervorgerufene kleine Kapazitätsänderung hat eine noch kleinere Frequenzänderung zur Folge, und diese äußert sich deutlich im Saal als Veränderung der Schwebungszeit.

Alle bisherigen Einrichtungen zur Tourenkonstanthaltung, soweit sie zur Beeinflussung des Motors dienen, haben noch den Übelstand, daß sie stark stoßweise arbeiten, z. B. in der Form der Überkompensierung der Fehler in der Umlaufzahl, durch Schließen und Öffnen von Widerständen. Das Ideal einer solchen Anordnung muß darin gesehen werden, daß eine kontinuierliche Beeinflussung des Drehmomentes stattfindet, in dem Maße abgestuft, wie das Indikationsinstrument eine Tourenabweichung anzeigt. Prinzipiell sind solche Methoden möglich, und zum Teil werden sie in Verbindung mit dem genannten bereits verwendet. Hierzu gehört ein Vorschlag von Professor Zenneck, den er seinerzeit während eines Aufenthaltes in Amerika auf der der Telefunken-Gesellschaft gehörenden Station Sayville im Jahre 1915 zur Ausführung gebracht hat. Zenneck gab dem Drehstrommotor der Hochfrequenzmaschine einen zusätzlichen Schlupf und legte die Drehzahl der Maschine vor den Resonanzpunkt der Antennenresonanzkurve. Wenn die Periodenzahl des Netzes ansteigt, und damit der Motor schneller läuft, kommt der Generator mehr und mehr in die Antennenresonanz hinein; es steigert sich die Leistung durch größere Stromabgabe, und die vermehrte Leistungsabgabe wirkt wie eine automatische Bremsung. Die Tourenkonstanz wird um so größer, je schärfer die Resonanzkurve ist, auf die der Generator arbeitet. Bei Abfall der Periodenzahl tritt eine automatische Entlastung und damit die erforderliche Korrektur ein.

Die quantitativen Änderungen eines Stromes, der einem Resonanz-

kreis entnommen ist, können auch benutzt werden, um den Selbstinduktionswert einer Eisendrossel durch Beeinflussung ihrer Gleichstromhilfsmagnetisierung zu verändern, oder unter Zwischenschaltung eines weiteren energetischen Gliedes, um das Feld eines kleinen Gleichstromgenerators zu beeinflussen, der seinerseits den Strom für eine Hilfsmagnetisierung einer solchen Eisendrossel liefert. Dieses etwas komplizierte Verfahren benutzte Alexanderson allerdings noch in Verbindung mit dem Prinzip der stoßweisen Überkorrektur.

Je höher die Frequenz der Schwingungen ist, um so genauer muß aus bekannten Gründen die Innehaltung der Normalfrequenz sein. Da aber kurze Wellen bei Anlagen kleiner Leistung Anwendung finden, so ergibt sich der Übelstand, daß gerade für kleine Sender eine besonders empfindliche und exakte Tourenregulierung verlangt werden muß. Nachdem aber im Prinzip gezeigt worden ist, daß selbst für die größten Leistungen eine so unerwartet hohe Genauigkeit erreicht werden kann, werden sich zweifelsohne auch in Zukunft Wege finden lassen, die Genauigkeit auch mit einfacheren Mitteln und sanfteren Korrekturen zu erzielen.

Nachdem nun die wichtigsten Mittel gezeigt worden sind, mit denen sowohl beim Tasten durch automatischen Ausgleich des Drehmomentes wie auch durch ein empfindliches Indikationsinstrument für die stets vorhandenen Netzschwankungen ein Ausgleich zu erzielen ist, muß noch etwas über die Mittel des Tastens sehr großer Sendeleistungen gesagt werden.

Das Tasten in Nauen erfolgt jetzt ausschließlich durch Verstimmungsmittel in einem der vorhandenen Schwingungskreise. Das ideale Verstimmungsmittel, welches dabei noch ausgesprochene Relaiseigenschaften hat, und dessen Betätigung daher nur geringe elektrische Leistungen erfordert, ist die mehrfach erwähnte magnetische Drossel, deren Selbstinduktion durch die Veränderung eines Hilfsgleichstromes herbeigeführt wird. Dieses außerordentlich wichtige Organ ist für die Starkstromtechnik zum erstenmal nach eingehenden Versuchen bei der A.E.G. durch den Osnos in den Jahren 1911—1914 durchgebildet worden. Er benutzte damals eine, durch einen Gleichstrom magnetisierte Eisendrossel dazu, um das Feld eines Drehstrommotors zu regulieren. Unabhängig hiervon wurde im Jahre 1912 von Telefunken die Beeinflussung von Periodentransformatoren durch Veränderung des Gleichstromes oder durch Überlagerung eines Wechselstromes vorgeschlagen. Etwa um die gleiche Zeit erfolgte von Kühn, damaligem Laboratoriumsingenieur von Telefunken der

Vorschlag, zur Veränderung der Abstimmung den Gleichstrom in Periodenvervielfachungs-Transformatoren zu verwenden. In Nauen erfolgt das Tasten durch eine Steuerdrossel nach Osnos. Zur Tastung von 400 kW Antennenleistung genügt es, eine Gleichstromleistung von ungefähr 300—500 W ein- und auszuschalten. Die Anordnung hat den außerordentlichen Vorzug, daß der oder die hinter den verstimmten Kreisen liegenden Periodentransformatoren einen Schwellwert für die Vervielfachung besitzen, so daß, wenn der Hochfrequenzstrom unter diesen Wert sinkt, die Periodensteigerung aussetzt und die Antenne vollkommen stromlos wird. Nauen ist daher meines Wissens die einzige aller Großstationen, in der von Vollast auf Nullstrom in der Antenne getastet wird. Dasselbe Organ wird auch zur Steuerung des Wellenzuges für die Telephonie benutzt. Der vom Mikrophon kommende wechselnde Sprachstrom wird verstärkt und einer solchen Steuerdrossel zugeführt. Da für die Telephonie eine noch viel schnellere und exaktere Beeinflussung des Wellenzuges erforderlich ist, als bei der schnellsten Schnelltelegraphie (die Telephonie ist daher als extreme Schnelltelegraphie aufzufassen), wird hierfür zur Vermeidung aller Zeitverluste durch Aufschaukeln von Schwingungskreisen die Steuerdrossel direkt in den Luftleiter eingefügt. Nach den bisherigen Erfahrungen scheint es, als ob die Steuerdrossel auch für die allgemeine Wechselstrom-Starkstromtechnik in Zukunft noch ein sehr wichtiges Organ werden wird.

Ich glaube Ihnen durch meine Ausführungen gezeigt zu haben, ein wie umfangreicher Komplex die Schnelltelegraphie namentlich bei Großstationen heute ist, und wieviel Voraussetzungen erfüllt sein müssen, damit auch in bezug auf Schnelltelegraphie die drahtlose Technik ähnliche Leistungen wie die Draht- oder Kabeltelegraphie erfüllen kann. Im Vordergrunde standen dabei die Frage der Selektion des Empfängers und die Aufgabe des exakten Tastens sowie eine hohe Konstanz der elektrischen Schwingungen, die der Sender ausstrahlt. Daß die drahtlose Technik mit diesen Mitteln heute schon überraschend große Telegraphierleistungen vollbringt, zeigt die Statistik der Großstation Nauen in unverkennbarer Deutlichkeit. Neben dem dort ununterbrochen laufenden Verkehr nach Nord-Amerika werden gleichzeitig Telegraphenverbindungen nach einer ganzen Reihe europäischer Hauptstädte unterhalten, und zusammen Tagesleistungen von 30 000 bis 50 000 Wörtern erzielt. Durch fortdauernde bessere Anpassung sowohl der betriebstechnischen Organisation wie der technischen Apparate ist diese Leistung in stetem Steigen begriffen. Hiermit werden aber immer neue technische Aufgaben aufgerollt, und der bekannte Kreisprozeß zwischen Praxis und Theorie bleibt in stetigem schnellen Fluß.

Entkoppelung elektrischer Systeme.

Von **N. v. Korshenewsky** und **M. Wien.**

Je mehr die Anwendung der Wechselströme in Technik, Verkehr und Wissenschaft steigt, je höher ihre Frequenz wird, je empfindlichere Empfangs- und Meßmethoden ausgearbeitet werden, um so öfter treten gegenseitige Störungen auf, und um so unangenehmer ist ihre Wirkung; Telephongespräche werden auf Nachbarleitungen übertragen und durch technische Wechselströme gestört, ein starker Sender in einem Laboratorium legt eine ganze Anzahl empfindlicher Meßanordnungen lahm, ein fremder Störer verhindert stundenlang den Empfang in der drahtlosen Telegraphie usw.

Man hat versucht, diese gegenseitigen Beeinflussungen zu beseitigen einmal durch passende Anordnung der Leitungen und Spulen, dann durch Einbettung der Empfangsapparatur in leitende Hüllen, vor allem auch durch Verwendung von Resonanz beim drahtlosen Empfang, die eine Auslese der gewünschten, eine Schwächung der ungewünschten Schwingungen gestattet. Alle diese Mittel bewirken wohl eine Verminderung der störenden Einflüsse, aber es gelingt nicht, völlig von ihnen loszukommen.

Schließlich hat man in der drahtlosen Telegraphie mehrfach Anordnungen vorgeschlagen, um die Wirkung der störenden Wellen beim Empfang zu kompensieren,[1]) aber man ist noch nicht systematisch an die Frage herangegangen, ob und auf welchem Wege es möglich ist, eine beliebig starke Schwingung völlig in einem Schwingungskreise durch „Entkoppelung" zu beseitigen.

Im folgenden soll der Versuch gemacht werden, diese Fragen zunächst grundsätzlich zu erörtern und dann einige Sonderfälle der Entkoppelung erzwungener Schwingungen theoretisch und experimentell durchzuführen.

Grundsätze der Entkoppelung.

Ist ein elektrischer Schwingungskreis A, in dem eine elektromagnetische Schwingung vorhanden ist, mit einem anderen Kreis S auf irgendeine Art gekoppelt, so entstehen in letzterem elektromotorische Kräfte, die eine Schwingung in diesem zweiten System hervorrufen können. Wenn nun weitere Koppelungen hinzugefügt werden, die so gewählt sind, daß sie im zweiten Kreise elektromotorische Kräfte

1) Z. B. der „Interferenzparometer" von **Fessenden** und andere Schaltungen.

hervorrufen, welche die durch die ursprüngliche Koppelung entstehenden kompensieren, so tritt Entkoppelung ein.

In der Praxis wird es sich allgemein nicht um zwei einfache Schwingungskreise, sondern um ein komplizierteres verzweigtes System handeln, und es wird die Entkoppelung eines bestimmten Zweiges, in dem etwa ein Meßinstrument oder Wellenanzeiger ist, erforderlich sein. Sind die Endpunkte dieses Zweiges m und n, so ist die Entkoppelungsbedingung gegeben als:

$$\int_n^m \mathfrak{E}\, d\mathfrak{s} = 0 \tag{1}$$

wo unter $\mathfrak{E}$ die vektorielle Summe aller durch die gesamten Koppelungen erzeugten elektrischen Feldstärken zu verstehen ist. Für ein geschlossenes unverzweigtes System S ist die Entkoppelungsbedingung das Verschwinden des geschlossenen Linienintegrales:

$$\oint \mathfrak{E}\, d\mathfrak{s} = 0 \tag{2}$$

Die zusätzlichen Koppelungen sind folglich so zu wählen, daß die Entkoppelungsbedingung erfüllt wird, mit anderen Worten, im entkoppelten Zweige (also nachdem die zusätzlichen Koppelungen bereits hinzugefügt worden sind) muß das Linienintegral der elektrischen Feldstärke, das durch die ursprünglich gegebenen Koppelungen entsteht, und das, welches durch die zusätzlichen Koppelungen hervorgerufen wird, genau gleiche Amplitude und genau entgegengesetzte Phase haben.

Die elektromagnetischen Koppelungen lassen sich prinzipiell in zwei Gruppen einteilen:

1. in Koppelungen ohne Stromverzweigungen und
2. in Koppelungen mit Stromverzweigungen.[1])

Die entsprechende Einteilung kann man auch bei den Entkoppelungen machen.

Im folgenden sollen zwei Methoden der Entkoppelung gebracht werden. Nach der einen wird die Entkoppelung erreicht, indem die beiden Systeme absichtlich durch neue stromführende Verbindungen überbrückt werden; die zweite Methode besteht darin, daß zwischen die zu entkoppelnden Systeme ein Hilfskreis gebracht wird, der die

1) Vgl. N. v. Korshenewsky, „Die Unterschiede im Schwingungsvorgang bei induktiver und kapazitiver Koppelung zweier Schwingungskreise im Falle erzwungener Schwingungen", Jahrb. d. drahtl. Telegr., Bd. 19, Heft 2.



zusätzliche E.M.K. hervorruft. Die erste Methode ist also eine „Entkoppelung mit Stromverzweigung", die zweite eine „Entkoppelung ohne Stromverzweigung".

I. Methode der Stromverzweigung.

A und *S* in Fig. 1 seien die beiden miteinander gekoppelten Schwingungskreise, *A* enthalte eine periodische E.M.K., die in ihm eine Schwingung von einer bestimmten Frequenz hervorruft; infolge der Koppelung beider Kreise schwingt auch *S* mit. Die Koppelung beider Kreise sei z. B. dadurch gegeben, daß sie durch Verbindungen überbrückt und durch magnetische Kraftlinien verkettet sind, es soll also

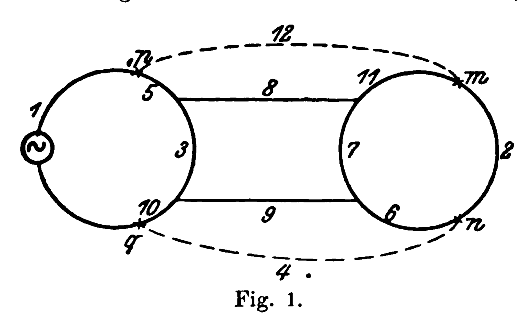


Fig. 1.

allgemein ein Gemisch von induktiver, kapazitiver und galvanischer Koppelung sein, die einzelnen Zweige sollen Kombinationen von Ohmschen Widerständen, Kapazitäten und Induktivitäten enthalten, die auf den Figuren nicht besonders angegeben sind, für die Stromverteilung ist somit der komplexe Widerstand — der Widerstandsoperator — der einzelnen Zweige maßgebend.

Es soll nun ein Teil des Schwingungskreises *S*, Fig. 1, z. B. der Teil zwischen den Punkten *m* und *n* von der Beeinflussung durch den Kreis *A* befreit werden. Zu diesem Zweck verbinde man die Punkte *m* und *n* des Kreises *S* mit zwei Punkten *p* und *q* des Kreises *A* durch weitere Zusatzverbindungen (in der Fig. 1 punktiert gezeichnet). Dann können beide Kreise *A* und *S* mit den ursprünglich gegebenen und den zusätzlichen Verbindungen als ein System — ein Netz — betrachtet werden, und der Strom in einem beliebigen Zweige auf Grund der Kirchhoffschen Regeln für Wechselstrom bei bekannter E.M.K. und bekannten Widerstandsoperatoren der Zweige berechnet werden, oder aber umgekehrt für bestimmte Ströme in einigen Zweigen die Widerstandsoperatoren einzelner Zweige aus dem Gleichungssystem

errechnet werden. Es läßt sich also der Strom im Zweige $m\ n$ aus den Gleichungen als Funktion der elektromotorischen Kraft und der Widerstandsoperatoren der einzelnen Zweige bestimmen. Wir erhalten z. B. für den in der Fig. 1 dargestellten Fall auf diese Art ein System von 12 Gleichungen, aus denen die Ströme berechnet werden können. Für J_{mn}, den Strom im Zweige $m\,n$, bekommt man aus den Gleichungen einen Ausdruck von der Form

$$J_{mn} = \frac{(M + j\,N)\,E}{C + j\,D} \tag{3}$$

wo M, N, C und D Funktionen der Induktivitäten, Gegeninduktivitäten, Kapazitäten und Widerstände des Systems und der Frequenz sind. Soll der Zweig entkoppelt sein, so muß $J_{mn} = 0$ sein, d. h. es muß $M + j\,N = 0$ sein oder:

$$M = 0 \qquad N = 0 \tag{4}$$

Wie ersichtlich, hängt die Entkoppelungsbedingung nicht von der E.M.K. ab, es ist somit die Entkoppelung unabhängig von der Amplitude und der Phase der E.M.K.

Die Beziehungen (4) ermöglichen es, die Konstanten der Zweige der elektrischen Systeme, für welche der Zweig $m\,n$ entkoppelt ist zu bestimmen. Es läßt sich demnach die Entkoppelung ausführen, indem die Widerstandsoperatoren der Zusatzzweige $p\,m$ und $q\,n$ so gewählt und die Verbindungen an solchen Punkten p und q des Kreises A angebracht werden, daß den Bedingungen (4) genügt wird.

In der Praxis sind folgende drei Fälle zu unterscheiden:

1. Es seien die Widerstandoperatoren der Zweige und die Koppelungskoeffizienten der nicht entkoppelten Systeme ihrer Größe nach bekannt, dann können die Konstanten der Zusatzverbindungen, bei denen Entkoppelung eintritt, für vorgegebene Angriffspunkte dieser Verbindungen direkt aus den Beziehungen (4) errechnet werden; dabei ist aber die für die Praxis in Betracht kommende einschränkende Bedingung zu beachten, daß der reelle Teil des Widerstandsoperators der Zusatzverbindung nicht negativ sein darf. Diese Bedingung kann erfüllt werden, indem die Angriffspunkte m, n, p und q der Zusatzverbindungen danach gelegt werden oder aber, soweit es die Versuchsanordnung zuläßt, können auch die Konstanten einzelner Zweige der nicht entkoppelten Systeme entsprechend abgeändert werden, was durch eine Vorberechnung leicht zu ermitteln ist.

2. Es sei die Zusammensetzung der Zweige der nicht entkoppelten Systeme aus Widerstand, Induktivität und Kapazität und auch die Art



der Koppelungen, nicht aber die zahlenmäßigen Werte der einzelnen Größen bekannt, dann müssen in das System der Kirchhoffschen Gleichungen diese allgemeinen Ausdrücke der Widerstandsoperatoren und Koppelungskoeffizienten eingesetzt werden, um die zur Entkoppelung erforderliche Zusammensetzung der Zusatzleitungen qualitativ zu ermitteln. Die Rechnung gibt in diesem Falle einen Aufschluß darüber, ob die Zusatzverbindungen außer Ohmschem Widerstande aus Kapazitäten oder aus Selbstinduktionen bestehen müssen. Die Entkoppelung erfolgt dann experimentell durch Näherung, indem durch sukzessives Abgleichen des wirksamen Widerstandes und der wirksamen Induktivität der Zusatzverbindung der Strom im zu entkoppelnden Zweige zu Null gemacht wird. Das Verfahren entspricht dann durchaus dem Abgleichen einer Wheatstoneschen Brückenanordnung für Wechselstrom.

Dieses ist der für die Praxis wesentlichste Fall, wo diese Methode mit Vorteil zur Entkoppelung elektrischer Systeme für Nieder- und Mittelfrequenz angewandt werden kann.

3. Sind aber weder die Konstanten des Schwingungskreises noch die Koppelungen bekannt, so sind rechnerisch die Verhältnisse nicht zu klären und es kann die Aufgabe der Entkoppelung nur rein experimentell gelöst werden, indem, wie die Zusammensetzung der hinzuzufügenden Stromverzweigungsverbindungen so auch die Angriffspunkte dieser Verbindungen durch systematisches Versuchen zu ermitteln sind. Dies Verfahren ist naturgemäß wesentlich umständlicher.

Für nachstehende typische Arten der Koppelung zweier Kreise A und S sollen die Entkoppelungsbedingungen angegeben und kurz besprochen werden. a mit dem Index des betreffenden Zweiges bezeichne den Widerstandsoperator, es ist also im allgemeinen Fall:

$$a_k = W_k + j\,\omega\,L_k + \frac{1}{j\,\omega\,C_k}$$

a_{hk} sei die abgekürzte Bezeichnung für $j\,\omega\,L_{hk}$, worin L_{hk} der gegenseitige Induktionskoeffizient der Zweige h und k ist.

Fall 1. Fig. 2. Die Koppelung ist durch einen gemeinsamen Zweig 3 gegeben, der Zweig 2 von S kann entkoppelt werden durch einen Zweig 4, dessen Widerstandsoperator a_4 durch die Gleichung

$$a_3\,a_4 = a_5\,a_6 \tag{5}$$

bestimmt ist.

Fall 2. Fig. 3. Zwischen A und S besteht nur induktive Koppelung durch die gegenseitige Induktion L_{12}; man legt, um den Zweig 2

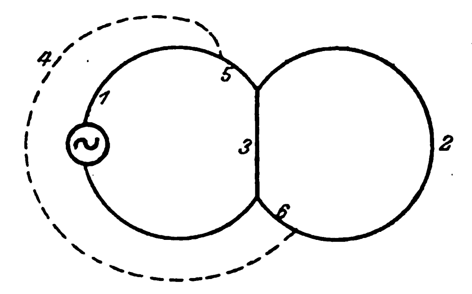


Fig. 2.

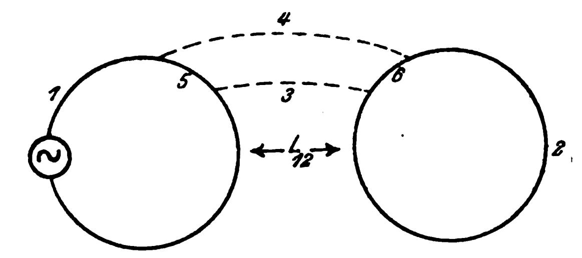


Fig. 3.

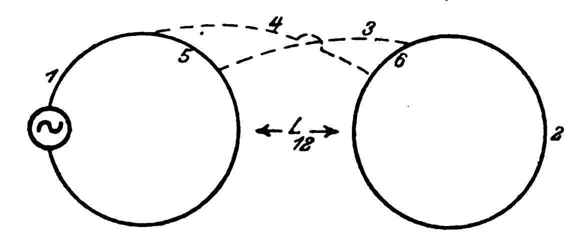


Fig. 4.

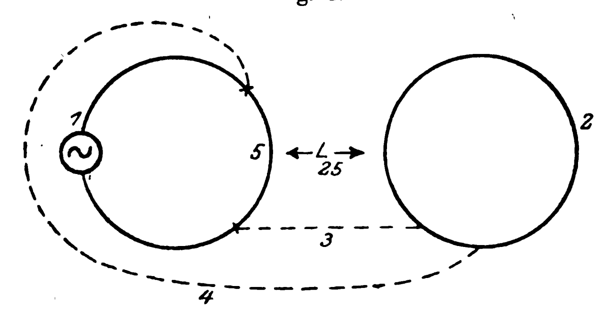


Fig. 5.

zu entkoppeln, zwei Zusatzverbindungen 3 und 4. Die Nullbedingung ist dann:

$$a_{12}(a_3 + a_4 + a_5 + a_6) = a_5 a_6 \tag{6}$$

Werden die Zusatzverbindungen über Kreuz gelegt, Fig. 4, so lautet die Bedingung:

$$a_{12}(a_3 + a_4 + a_5 + a_6) = - a_5 a_6 \tag{7}$$

Fall 3. Fig. 5. Ist die induktive Koppelung durch eine gegenseitige Induktion zwischen den Zweigen 2 und 5, L_{25}, gegeben (Fig. 5), so lautet die Bedingung:

$$a_{25}(a_3 + a_4 + a_6) = a_5 a_6 \tag{8}$$

Fall 4. Sind die beiden Gegeninduktivitäten L_{12} und L_{25} vorhanden, dann wird die Nullbedingung:

$$a_{12}(a_3 + a_4 + a_5 + a_6) + a_{25}(a_3 + a_4 + a_6) + a_5 a_6 = 0 \tag{9}$$

Da in diesen vier letzten Gleichungen (6), (7), (8), (9) stets die Summe der beiden Widerstandsoperatoren der Zusatzverbindungen $a_3 + a_4$ eingeht, so genügt zur Entkoppelung die Möglichkeit, den komplexen Widerstand bloß eines Zweiges zu ändern, der andere Zweig kann dann ein einfacher Verbindungsdraht sein, dessen Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität verschwindend sind.

Fall 5. Fig. 6. Hat man es mit nur kapazitiver Koppelung oder direkt leitenden Verbindungen zwischen A und S (Zweig 8 und 9)

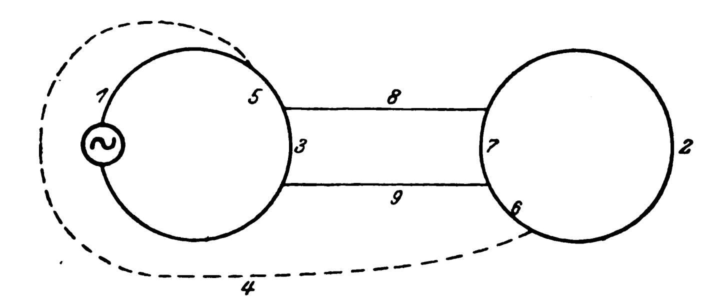


Fig. 6.

zu tun, so kann man Zweig 2 von S durch eine Zusatzverbindung 4 entkoppeln, deren Widerstandsoperator aus der Gleichung

$$a_3 a_4 a_7 = a_5 a_7 a_9 + a_3 a_6 a_8 + a_5 a_6 (a_3 + a_7 + a_8 + a_9) \tag{10}$$

zu entnehmen ist.

Fall 5a. Diese letzte Bedingungsgleichung wird viel einfacher,

wenn man den Zusatzzweig 4 in demselben Punkt endigen läßt, in dem Zweig 9 mündet, dann ist $a_6 = 0$ und die Gleichung lautet:

$$a_3\, a_4 = a_5\, a_9 \qquad (10')$$

d. h. man hat die gewöhnliche Wheatstoneschen Brückengleichung wie auch im Falle von Fig. 2). Diese Übereinstimmung springt auch sogleich in die Augen, wenn für diesen letzten Fall die Schwingungskreise A und S etwas anders gezeichnet werden (Fig. 7); man sieht, daß es sich nur um die Ermittelung des einen Brückenzweiges handelt, um die an den Kreis S angelegte Spannung auszugleichen.

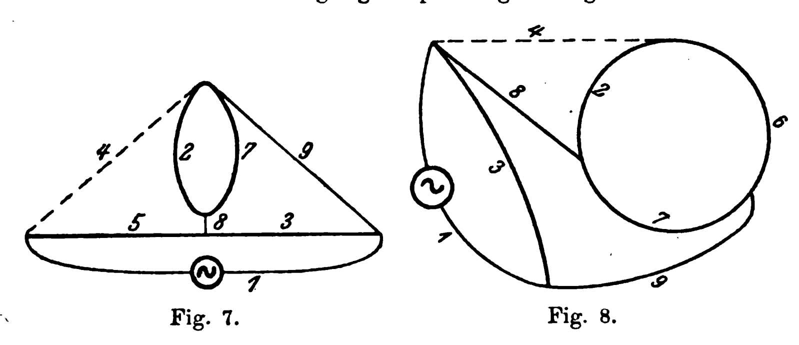


Fig. 7. Fig. 8.

Fall 5b. Eine ganz entsprechende Vereinfachung der Gleichung erhält man, wenn man den Zusatzzweig 4 dort an den Kreis A anbringt, wo sich das Ende des Zweiges 8 befindet. Dann wird die Nullbedingung

$$a_4\, a_7 = a_6\, a_8 \qquad (10'')$$

in Fig. 8 ist auch dieser Fall der Entkoppelung in Form der Wheatstoneschen Brücke dargestellt.

Endlich seien noch als Beispiele zwei Spezialfälle eingehender besprochen, um zu zeigen, wie auf Grund der abgeleiteten Gleichungen in praktischen Fällen die Entkoppelung zweckmäßig vorzunehmen ist.

Fall I. Die Kreise A und S, die aus Spulen und Kapazitäten, wie in der Fig. 9 angegeben, bestehen, seien durch die gegenseitige Induktion der Spulen L_1 und L_2 miteinander gekoppelt und es sei erforderlich, den Teil des Kreises S, der den Indikator (in der Figur ein Telephon) enthält, von der Beeinflussung durch das System A zu befreien. Die Anordnung entspricht also obigem Fall 2. Dann verbinden wir die Enden der Spulen L_5 und L_6 miteinander, wie die Fig. 9 zeigt. Die eine dieser Verbindungen kann aus einem einfachen Draht bestehen ($a_3 = 0$), die andere a_4 dann aus einem Widerstande

und einer Selbstinduktion bzw. Kapazität. Zur Entkoppelung muß der Widerstandsoperator dieser Verbindung $a_4 = \frac{a_5 a_6}{a_{12}} - a_5 - a_6$ sein, also

$$a_4 = \frac{W_5 L_6 + W_6 L_5}{L_{12}} - W_5 - W_6 + j\omega \left[\frac{L_5 L_6}{L_{12}} - L_5 - L_6 - \frac{W_5 W_6}{\omega^2 L_{12}} \right]$$

es ist demnach

$$W_4 = \frac{W_4 L_6 + W_6 L_5}{L_{12}} - W_5 - W_6 \quad \text{und} \quad L_4 = \frac{L_5 - L_6}{L_{12}} - L_5 - L_6 - \frac{W_5 W_6}{\omega^2 L_{12}}$$

zu machen. Wäre der imaginäre Teil des Widerstandsoperators negativ, so müßte eine Kapazität genommen werden. Falls

$$\frac{W_5 L_6 + W_6 L_5}{L_{12}} < W_5 + W_6$$

müssen andere Angriffspunkte für die Verbindungen gewählt werden.

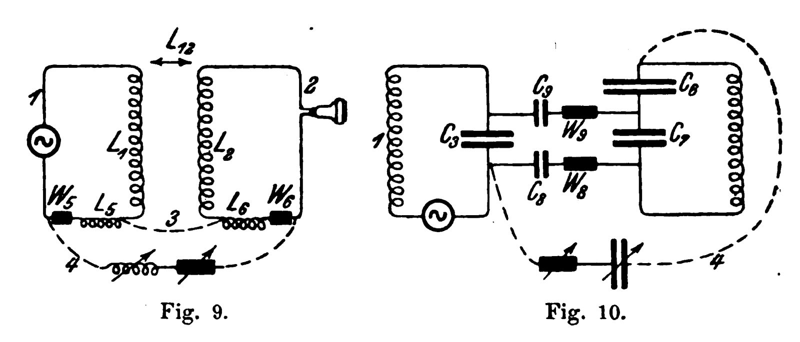


Fig. 9. Fig. 10.

Die Entkoppelung erfolgt dann durch sukzessives Abgleichen der Selbstinduktion und des Widerstandes der neuen Verbindung.

Fall II. Sind die Kreise A und S kapazitiv über Widerstände miteinander gekoppelt (Fig. 10); dann kann eine Entkoppelung des Zweiges 2 erfolgen, indem in den Kreis S ein Kondensator größerer Kapazität eingeschaltet wird und der Zusatzzweig 4, wie in der Fig. 10 gezeigt, gelegt wird. Der Widerstandsoperator dieses Zweiges ist in diesem Fall

$$a_4 = W_8 \frac{C_7}{C_6} + \frac{1}{j\omega \frac{C_6 C_8}{C_7}}$$

folglich muß

$$W_4 = W_8 \frac{C_7}{C_6} \quad \text{und} \quad C_4 = \frac{C_6 C_8}{C_7}$$

gemacht werden. Durch sukzessives Ändern des Widerstandes und der Kapazität des Zusatzzweiges wird wiederum die Entkoppelung bewirkt.

Im zweiten Falle sind die Kapazität und der Widerstand des Zusatzzweiges von der Frequenz unabhängig, d. h. es erfolgt Entkoppelung für alle Frequenzen.

Im ersten Falle dagegen enthält der Ausdruck für die Selbstinduktion des Hilfszweiges die Frequenz, demnach findet folglich Entkoppelung bloß für eine Frequenz statt.

Die Frequenzabhängigkeit kann natürlich sehr verschieden sein und ihr Einfluß auf die Entkoppelung sich in verschiedenem Maße geltend machen, je nachdem, ob die von der Frequenz abhängigen Glieder des Widerstandsoperators einen größeren oder geringeren Beitrag zu dem Wert der wirksamen Induktivität und des wirksamen Widerstandes der Zusatzverbindungen liefern. Ferner ist zu beachten, daß die Frequenzabhängigkeit so beschaffen sein kann, daß Schwingungen von niedriger Frequenz gut durchgelassen, Schwingungen von höheren Frequenzen aber stark geschwächt werden oder umgekehrt; denn wenn sich der wirksame Widerstand, bzw. die wirksame Induktivität (wie z. B. im Falle I) aus zwei Summanden zusammensetzt, von denen einer die Frequenz im Nenner enthält, so kann es sein, daß dieser Summand für höhere Frequenzen neben dem anderen zu vernachlässigen ist, für niedriger aber einen wesentlichen Betrag annimmt. Es ist also dann die Entkoppelungsbedingung für höhere Frequenzen als die eigentliche Entkoppelungsfrequenz auch nahezu erfüllt; wäre die Frequenz im Zähler des Summanden enthalten, so würden umgekehrt die unter der Entkoppelungsfrequenz liegenden Schwingungen geschwächt werden.

Durch entsprechende Anwendung dieses Entkoppelungsverfahrens läßt sich somit neben der völligen Entkoppelung einer Frequenz oder aller Frequenzen gleichzeitig auch eine Unterdrückung von höheren bzw. tieferen Schwingungen erreichen, was für viele praktische Fälle von Bedeutung sein kann.

Es lassen sich auf die angegebene Art natürlich eine große Menge von Kombinationen für Koppelung und Entkoppelung herstellen. Bei allen erfordert die Nullbedingung das Nullwerden eines reellen und eines imaginären Teiles einer Gleichung, d. h. experimentell eine Abgleichung der Amplitude und der Phase der Schwingung, bis man durch Näherung Null erzielt.

Die im vorherigen angegebenen verschiedenen Fälle der Entkoppelung sind experimentell für mittlere Frequenzen durchgeprüft

worden, als Wechselstromquelle diente ein Röhrensender, als Indikator in dem zu entkoppelnden Zweige wurde ein Telephon benutzt. Die Nulleinstellung entspricht dabei genau dem Verfahren, wie es für Brückeneinstellungen seit langem bekannt ist, und bietet für jeden, der mit derartigen Brückeneinstellungen vertraut ist, keinerlei Schwierigkeiten.

Schwierigkeiten treten erst auf, wenn die Art der Koppelung nicht bekannt ist, wenn also z. B. bei kapazitiver Koppelung die elektrischen Kraftlinien von ausgedehnten Flächen der Stromkreise (Spulen) ausgehen. Derartige Fälle werden besonders bei Hochfrequenz öfter eintreten und um so schwieriger liegen, je kürzer die Wellenlänge ist. Auch hier ist, wie oben besprochen, grundsätzlich stets eine Entkoppelung möglich, aber sie kann nur systematisch durch Ausprobieren der Ansatzpunkte und der Zusammensetzung der leitenden Verbindungen herausgefunden werden, was natürlich oft umständlich und langwierig sein kann. Man wird daher bei Hochfrequenz meist besser tun, zum Entkoppeln die Hilfskreismethode zu verwenden.

II. Methode des Hilfskreises.

Während nach der oben besprochenen Methode die zur Entkoppelung erforderlichen Gegenspannungen dadurch hervorgerufen werden, daß absichtlich Stromverzweigungen zwischen beiden zu entkoppelnden Systemen angelegt werden, gehört die in diesem Abschnitt zu behandelnde Methode zu der „Entkoppelung ohne Stromverzweigung". Um dieses Verfahren zu erläutern, betrachten wir zwei Kreise A und S, die auf eine beliebige Art miteinander gekoppelt seien. (In der Fig. 11 seien sie z. B. kapazitiv über Widerstände und gleichzeitig auch induktiv gekoppelt.)

Die Hilfskreismethode der Entkoppelung besteht darin, daß ein Hilfskreis H, der Selbstinduktion Widerstand und Kapazität enthält, mit jedem der beiden voneinander zu entkoppelnden Systeme A und S gekoppelt wird. — Durch die Koppelung mit dem Erregerkreise A entsteht im Hilfskreise ein Strom J_H, dieser Strom ruft nun seinerseits, infolge der Koppelung des Hilfskreises mit S, in S eine Spannung hervor. — Die Amplitude dieser Spannung kann durch den Grad der Koppelung des Kreises H mit A und S variiert werden, die Phase der Spannung wird durch den komplexen Widerstand des Hilfskreises bestimmt und kann durch Änderung seiner Kapazität oder Selbstinduktion, also durch Verstimmung, variiert werden. Es ist somit möglich, durch den Hilfskreis im zu entkoppelnden System zu der

durch die ursprüngliche Koppelung bedingten Spannung eine Zusatzspannung hervorzurufen, deren Amplitude durch den Koppelungsgrad und deren Phase durch Verstimmung des Hilfskreises reguliert werden können.

Sind nun in einem Zweige (bzw. im ganzen Kreise) des Kreises S die beiden Spannungen — die, welche durch die ursprüngliche Koppelung entsteht (E_{AS}) und die, welche durch den Hilfskreis hinzukommt (E_{HS}) — so abgeglichen, daß sie dieselbe Amplitude und genau entgegengesetzte Phase haben, so wird $\int_n^m \mathfrak{E}\, d\mathfrak{s} = 0$, d. h. es tritt Entkoppelung ein.

Es ist jetzt die Frage zu beantworten, ob durch Verstimmung des Hilfskreises und Änderung der Koppelung stets eine zur Ent-

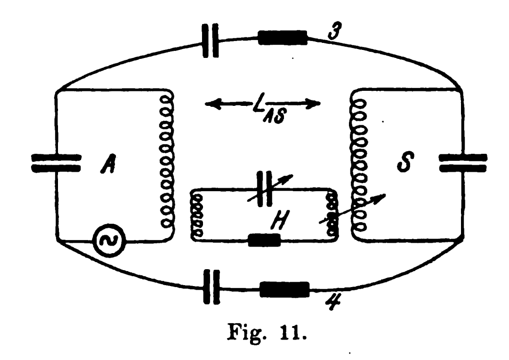


Fig. 11.

koppelung nach Amplitude und Phase entsprechende Zusatzspannung erzeugt werden kann.

Die Phase des Stromes im Hilfskreise und daher auch die der Zusatzspannung kann durch Änderung der Kapazität oder Selbstinduktion in ein Bereich von nahezu 180^0 gegen den Strom im Erregerkreis verschoben werden; dadurch, daß die Stromrichtung im Kreise H durch Änderung des Sinnes der Koppelung zwischen A und H oder H und S umgekehrt werden kann, beträgt folglich die mögliche Phasenänderung fast 360^0; die kleine Lücke entsteht dadurch, daß die Phasenverschiebung des Stromes J_H gegen die aufgedrückte E.M.K. (E_{AH}) nie genau $\pm 90^0$ gemacht werden kann, da R_H eben nie Null ist. Sollte nun der Fall vorliegen daß zur Entkoppelung eine Gegenspannung erforderlich ist, deren Phase gerade in diese Lücke trifft, so müßte theoretisch noch ein zweiter Hilfskreis zwischen den ersten und den Kreis A oder S eingeschaltet werden durch den, wie leicht zu

ersehen, jede erforderliche Phasenverschiebung hergestellt werden kann. In der Praxis wird man stets mit einem Hilfskreise auskommen, da die Lücke, besonders bei Hochfrequenz, sehr klein ist.

Die Fig. 11 stellt das prinzipielle Schaltungsschema der Entkoppelung durch Hilfskreis dar. Es ist darin eine beliebige Koppelung zwischen den Kreisen A und S angenommen — eine induktive L_{AS} und eine kapazitive mit Verlusten durch die Zweige 3 und 4. Die Koppelung des Hilfskreises ist als induktiv angenommen.

Bei beliebiger Koppelung ist die E.M.K. in S gegen J_A phasenverschoben, daher besteht die Beziehung $E_{AS} = (a + j\,b)\,J_A$. Es ist also unter E_{AS} ganz allgemein die Spannung zu verstehen, welche durch die vom Hilfskreis hervorgerufene Gegenspannung kompensiert werden soll, d. h.

$$E_{AS} + E_{HS} = \int_n^m \mathfrak{E}\, d\,\mathfrak{s} = 0 \tag{11}$$

Besteht zwischen A und S eine „Koppelung ohne Stromverzweigung" z. B. L_{AS} allein, so ist E_{AS} das über den Schwingungskreis S geschlossene Linienintegral der durch die Koppelungen hervorgerufener elektrischer Feldstärken; in diesem Fall wird durch den Hilfskreis, folglich der ganze Kreis S entkoppelt. Besteht zwischen A und S eine „Koppelung mit Stromverzweigungen", wie in Fig. 11, so stellt E_{AS} das über einen Zweig des Kreises S erstreckte Linienintegral der elektrischen Feldstärke dar, und durch den Hilfskreis wird demnach nicht der ganze Kreis sondern nur der Zweig für sich entkoppelt werden können. In dem in Fig. 11 angegebenen Fall kann die Aufgabe gestellt werden, entweder den Spulenzweig oder den Kapazitätszweig zu entkoppeln; die Gegenspannung E_{HS} wird daher auch verschieden sein, je nachdem, ob der Leitungsstrom in den Spulen oder die Spannung am Kondensator (der Verschiebungsstrom) zu Null gemacht werden müssen.

Berechnen wir nun die Bedingungen für die Kompensation von E_{AS} und E_{HS}:

$$(a + j\,b)\,J_A + E_{HS} = 0 \tag{11'}$$

$$J_H = \frac{j\,\omega\,L_{AH}\,J_A}{j\,\omega\,L_H + \frac{1}{j\,\omega\,C_H} + R_H}; \quad E_{HS} = \frac{-\,\omega^2\,L_{SH}\,L_{AH}\,J_A}{j\,\omega\,L_H + \frac{1}{j\,\omega\,C_H} + R_H}$$

In (11′) eingesetzt, gibt das

$$(a + j\,b)\left(j\,\omega\,L_H + \frac{1}{j\,\omega\,C_H} + R_H\right) - \omega^2\,L_{SH}\,L_{AH} = 0 \tag{12}$$

Nach Trennung des reellen und imaginären Teiles wird endlich

$$\left.\begin{aligned} a\left(\omega L_H - \frac{1}{\omega C_H}\right) + b R_H = 0 \\ b\left(\omega L_H - \frac{1}{\omega C_H}\right) - a R_H + \omega^2 L_{SH} L_{AH} = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (12')$$

Aus diesen Gleichungen können die Kapazität des Hilfskreises C_H, durch die die Verstimmung eingestellt werden kann, und die Koppelung $L_{SH} L_{AH}$ berechnet werden im Falle, daß a und b bekannt sind.

In der Regel sind a und b nicht bekannt und die Entkoppelung elektrischer Systeme nach dieser Methode geschieht daher rein experimentell, indem sukzessive die Koppelung des Hilfskreises und die Phase der Schwingung in ihm durch Verstimmung geändert werden, bis der Strom im zu entkoppelnden System völlig zu Null wird.

Wie aus Gleichung (12′) ersichtlich, ist auch diese Methode der Entkoppelung unabhängig von der Amplitude und Phase der zu vernichtenden Schwingung.

Das Hauptanwendungsgebiet der Entkoppelung nach der Hilfskreismethode ist die Hochfrequenz, wo die Störungen durch unerwünschte Koppelungen am größten sind, und deren völlige Beseitigung in den meisten Fällen bisher nicht möglich war.

Prüfung der Methode.

Zur Prüfung dieser Methode wurde eine dem Schema der Figur nachgebildete Versuchsanordnung gewählt, wobei als Kreis A ein Zwischenkreisröhrensender für Hochfrequenz ($\lambda = 100$—300 m) verwandt wurde. Der Kreis S war ein wenig gedämpfter, abstimmbarer Resonanzkreis, der sich im gleichen Raum auf einem um eine vertikale Achse drehbaren Gestell befand; durch Drehung des ganzen Kreises konnte daher die gegenseitige Lage der Kreise A und S und dadurch ihre Koppelung variiert werden. Die Schwingungen im Kreise S wurden durch eine empfindliche Detektoranordnung angezeigt: der Kreis S enthielt einen Blockkondensator, dem ein Bleiglanzdetektor von hohem Widerstand parallel geschaltet war und von dem die Zuleitungen zum Siemens & Halskeschen Drehspul-Spiegelgalvanometer von 10000 Ohm Widerstand und einer Stromempfindlichkeit von 8×10^{-10} Amp. mit objektiver Ablesung führten.

Wäre die Koppelung der Kreise A und S rein induktiv und rein kapazitiv, so hätten sich für eine bestimmte Stellung bei der Drehung des Kreises S die kapazitiven und die induktiven Einwirkungen des

Kreises A gegenseitig aufheben müssen; da aber bei keiner Stellung des Kreises S die Schwingung in ihm zum Verschwinden gebracht werden konnte, sondern nur ein Minimum des Galvanometerausschlages zu beobachten war, so ist zu ersehen, daß außer einer rein induktiven und rein kapazitiven Koppelung noch „kapazitive Koppelung über Widerstände", also mit Energieverlust, z. B. durch die Laboratoriumswände bestehen, die eine zusätzliche Phasenverschiebung der kapazitiven Koppelung hervorrufen.[1]) Der Einfluß dieser „wilden" Koppelungen wird erfahrungsgemäß mit zunehmender Frequenz größer und kann nicht durch Änderung der gegenseitigen Lage der sich beeinflussenden Schwingungskreise aufgehoben werden, sondern muß durch ein Entkoppelungsverfahren beseitigt werden.

Durch Einschalten des Hilfskreises und das angegebene Näherungsverfahren ließ sich stets völlige Kompensation der Schwingungen in S erreichen.

Ferner wurde auf diesem Wege ein Schwingungskreis von Störungen befreit, die davon herrührten, daß in einem anderen Zimmer des physikalischen Instituts mit Wellen von 50 m gearbeitet wurde; zum Zweck der Entkoppelung wurde in die Nähe des zu befreienden Schwingungskreises ein Hilfskreis gebracht, der ebenfalls durch die Störwelle erregt wurde, durch sukzessive Änderung seiner Koppelung mit dem zu entkoppelnden Kreise und seiner Verstimmung, konnte völlige Kompensation der Störung erreicht werden.

Bei diesen Versuchen wurde zwecks möglichst empfindlicher Einstellung der Entkoppelung der Sekundärkreis S auf den störenden Sender eingestimmt. Diese Entkoppelungseinstellung gilt dann auch für andere Einstimmungen von S, so daß man den Kreis S auf beliebige andere Wellen einstimmen kann, ohne daß dabei die Schwingungen des Kreises A ihn beeinflussen. Dieses gilt nur dann nicht mehr, wenn die Koppelung mit A so eng ist, daß eine Rückwirkung von S auf A merklich wird; das wird in der Praxis aber nur selten der Fall sein.

III. Anwendung der Hilfskreismethode in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

In der drahtlosen Telegraphie und Telephonie wird das Entkoppelungsverfahren vor allem dann anzuwenden sein, wenn Störungen durch fremde Sender den Empfang erschweren. Solche Störungen

1) v. Korshenewsky, l. c.

können auf dem bisher üblichen Resonanzwege zwar geschwächt, aber nicht völlig beseitigt werden. Insbesondere gilt das:

1. wenn die aufzunehmende Welle und die Störwelle sehr nahe beieinander liegen,
2. wenn die Intensität der Störwelle sehr groß ist.

Der unter 2. angegebene Fall ist auch bei ungedämpftem Empfang mit Überlagerer von praktischer Bedeutung, infolge des Auf-

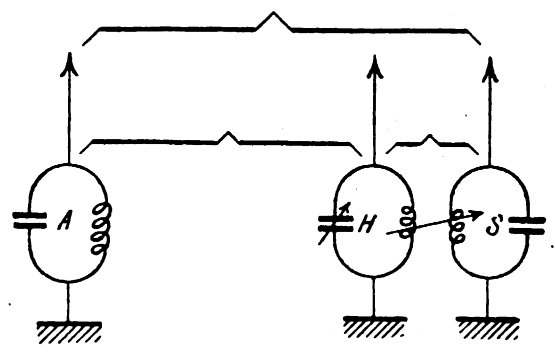


Fig. 12.

tretens von Oberwellen und Kombinationsschwingungen,[1]) durch die der Störer auch für entfernte Wellenbereiche hörbar gemacht wird.

Im folgenden seien zunächst einige Spezialfälle der Entkoppelung nach der Hilfskreismethode besprochen.

Sollen zwei Antennen, die durch eine große Entfernung getrennt sind, voneinander entkoppelt werden, so kommen grundsätzlich folgende Wege in Betracht:

1. als Hilfskreis dient eine dritte Antenne, deren Koppelung mit der zu entkoppelnden variiert werden kann. Dieser Fall ist in Fig. 12 dargestellt oder

2. es ist nur eine Empfangsantenne A vorhanden. Entkoppelt wird der Sekundärkreis S von der Antenne A mittels des Hilfskreises H. Fig. 13.

Praktisch kommt es in erster Linie darauf an, die Störwelle aus dem Indikatorkreise zu beseitigen und daher braucht die Kompensation der Störschwingung ebenfalls erst im Indikatorkreise zu erfolgen. Ein Vorteil dabei ist, daß hier die die Einstellung erschwerenden Rück-

1) Vgl. M. Wien, „Über die Entstehung der Nebentonspektren beim Schwebungsempfang“, Jahrb. d. drahtl. Telegr., Bd. 14, S. 608, 1919.

wirkungen auf die Antenne sehr gering sind. Fig. 14 stellt eine Schaltung dar, die sich gut bewährt hat. Es wird danach die Schwingung von der Antenne dem Detektorkreise einmal über den Sekundär-

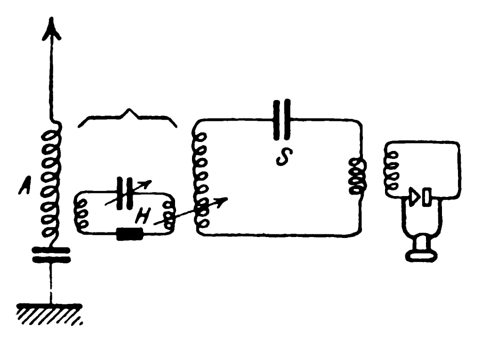


Fig. 13.

kreis S und zweitens auf dem Wege über den Hilfskreis H zugeführt. Durch die Wahl des Koppelungsgrades und der Verstimmung von H ist es nach den früheren Ausführungen zu erreichen, daß die von den

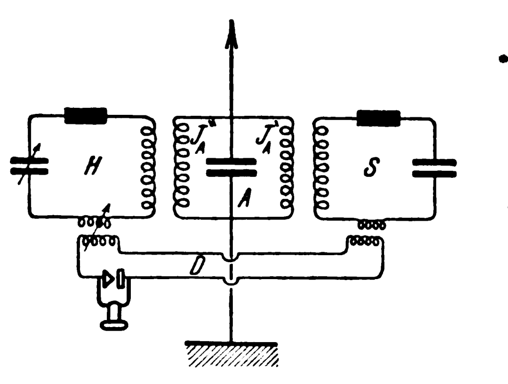


Fig. 14.

Kreisen S und H im Detektorkreise D erzeugten Spannungen sich genau aufheben. Betrachten wir den speziellen Fall, daß in den beiden Spulen der Antenne gleiche Ströme fließen, $J_A' = J_A'' = J_A$, dann ist die Entkoppelungsbedingung

$$\frac{J_A\left\{\omega^2 L_{AH} L_{HD}\left[R_S + j\left(\omega L_S - \frac{1}{\omega C_S}\right)\right] - \omega^2 L_{AS} L_{SD}\left[R_H + j\left(\omega L_H - \frac{1}{\omega C_H}\right)\right]\right\}}{\left[R_S + j\left(\omega L_S - \frac{1}{\omega C_S}\right)\right]\left[R_H + j\left(\omega L_H - \frac{1}{\omega C_R}\right)\right]} = 0 \qquad (13)$$

und die Nullbedingung wird nach Trennung des reellen und imaginären Teiles:

$$\left.\begin{aligned} L_{AH} L_{HD} R_S - L_{AS} L_{SD} R_H = 0 \\ L_{AH} L_{HD}\left(\omega L_S - \frac{1}{\omega C_S}\right) - L_{AS} L_{SD}\left(\omega L_H - \frac{1}{\omega C_H}\right) = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (13')$$

oder wenn wir die zweite Gleichung durch die erste dividieren:

$$\left.\begin{aligned} L_{AH} L_{HD} R_S - L_{AS} L_{SD} R_H = 0 \\ \frac{\omega L_S - \frac{1}{\omega C_S}}{R_S} - \frac{\omega L_H - \frac{1}{\omega C_H}}{R_H} = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (13'')$$

Die erste dieser Gleichungen bedingt die Gleichheit der Amplitude, die zweite die Gleichheit der Phase der auf beiden Wegen im Detektorkreis erregten Schwingungen. Die erste der beiden Gleichungen enthält nicht die Frequenz ω, d. h. die Einstellung der Koppelung ist unabhängig von der Frequenz. Wenn demnach die Entkoppelung für eine Frequenz erreicht ist, so kann man bei ungeänderter Koppelung durch Änderung der Phase mittels Einstellung des Kondensators C_H auch andere Frequenzen entkoppeln.[1])

Im allgemeinen erfolgt die Entkoppelung nur für eine einzige Welle, da die Gleichung (13) ω enthält. Nur für den Fall, daß die Dämpfungen der Kreise H und S gleich sind, fällt ω auch aus der zweiten Gleichung heraus, und die Entkoppelung erfolgt für alle Schwingungen gleichzeitig.

Für die Entkoppelung eines drahtlosen Empfängers folgt umgekehrt aus obigem: Will man von einer störenden Welle loskommen und soll die zu empfangende Welle nicht gleichzeitig verschwinden, so müssen die beiden Kreise H und S verschiedene Dämpfung besitzen, eine Forderung, die bei verschiedenen Versuchen zur Lösung des Entkoppelungsproblems außer acht gelassen worden ist.

1) Dies gilt nur, solange R_5 und R_4, die bei Hochfrequenz von der Schwingungszahl abhängen, merklich konstant bleiben, sonst muß etwas nachreguliert werden.

Hiermit kommen wir zu der weiteren wichtigen Frage: Wie weit beeinflußt die Entkoppelung, also die Hinzufügung des Hilfskreises H, die Intensität der aufzunehmenden Welle, insbesondere, wenn die zu entkoppelnde und die aufzunehmende Welle einander sehr nahe sind?

Intensität der aufzunehmenden Welle. Wir wollen die Betrachtung für die letzte Schaltung durchführen. Nennen wir

ω_0 die Kreisfrequenz der Störwelle, für die also die Intensität im Detektorkreis gleich Null sein soll.

ω_r die Resonanzfrequenz des Empfängers S und

ω die Frequenz der aufzunehmenden Welle.

Um die Rechnung zu vereinfachen und die Formeln übersichtlicher zu gestalten, machen wir noch folgende Annahmen:

Da die beiden Koppelungen jedes Kreises (mit der Antenne und dem Detektorkreise) in die Nullbedingung nur als Produkt eingehen, so kann die zur Entkoppelung erforderliche Einstellung des Koppelungsgrades durch Variieren nur der Koppelungen mit dem Detektorkreise eingestellt werden, daher sollen noch $L_{AS} = L_{AH}$ gesetzt werden, dann sind die den Kreisen H und S durch die Antenne aufgedrückten elektromotorischen Kräfte einander gleich $= E$.

Ferner sollen beide Kreise gleiche Selbstinduktion haben, die Verstimmung des Hilfskreises somit durch Änderung der Kapazität bewirkt werden.

Dann wird nach der obigen Festsetzung

$$L_S = L_H = L$$

und für die Kapazitäten setzen wir

$$C_S = C; \quad C_H = C + c$$

wo c den Zuwachs der Kapazität angibt, bei welchem die zur Entkoppelung erforderliche Verstimmung des einen Kreises gegen den anderen eintritt, die Nullbedingungen lauten dann:

$$\left. \begin{aligned} L_{HD} R_S &= L_{SD} R_H \\ \frac{c}{C} &= \frac{(R_H - R_S)(\omega_0^2 L C - 1)}{R_S - (R_H - R_S)(\omega_0^2 L C - 1)} \end{aligned} \right\} \qquad (13''')$$

Die zweite Aufgabe, die Berechnung der übrig bleibenden Intensität für die Empfangswelle, ergibt folgenden Ausdruck:

$$J_{\text{eff.}}^2 = \frac{\omega^2 E_{\text{eff.}}^2 L_{SD}^2}{R_S^2 R_D^2} \left[\frac{\omega^2 C^2 (R_H - R_S)^2 \{(\omega^2 L C - 1) - (\omega_0^2 L C - 1)\}^2}{\{\omega^2 C^2 R_S + (\omega^2 L C - 1)^2\} \left\{\omega^2 C^2 R_H^2 + \left[\omega^2 L C - 1 + \frac{R_H - R_S}{R_S} (\omega_0^2 L C - 1)\right]^2\right\}} \right] \qquad (14)$$

oder umgeformt für die Nähe der Resonanzfrequenz der Kreise S und H, wenn man ihre Dekremente ϑ_S und ϑ_H einführt:

$$J_{\text{eff.}}^2 = \frac{\omega^2 E_{\text{eff.}}^2 L_{SD}^2}{R_S^2 R_D^2} \left[\frac{\vartheta_S^2}{\vartheta_H^2} \frac{\left(\frac{\vartheta_H - \vartheta_S}{\pi}\right)^2 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)}{\left\{\left(\frac{\vartheta_S}{\pi}\right)^2 + \left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)^2\right\}\left\{\left(\frac{\vartheta_S}{\pi}\right)^2 + \left[\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)\frac{\vartheta_S}{\vartheta_H} + \frac{\omega_0^2 - \omega_r^2}{\omega^2}\right]^2\right\}} \right] \quad (14')$$

oder wenn $\frac{\omega_0}{\omega} = 1 + \varDelta\omega_0$; $\frac{\omega_r}{\omega} = 1 + \varDelta\omega_r$ für kleine $\varDelta\omega_0$ und $\varDelta\omega_r$, so daß $\varDelta\omega_0^2$ und $\varDelta\omega_r^2$ zu vernachlässigen sind:

$$J_{\text{eff.}}^2 = \frac{\omega^2 E_{\text{eff.}}^2 L_{SD}^2}{R_S^2 R_D^2} \left[\frac{\vartheta_S^2}{\vartheta_H^2} \frac{\left(\frac{\vartheta_H - \vartheta_S}{2\pi}\right)^2 \varDelta\omega_0^2}{\left\{\left(\frac{\vartheta_S}{2\pi}\right)^2 + \varDelta\omega_r^2\right\}\left\{\left(\frac{\vartheta_S}{2\pi}\right)^2 + \left[\varDelta\omega_0\left(1 - \frac{\vartheta_S}{\vartheta_H}\right) - \varDelta\omega_r\right]^2\right\}} \right] \quad (14'')$$

Der erste Teil dieses Ausdrucks, vor der eckigen Klammer, entspricht der Intensität, falls der Hilfskreis nicht vorhanden ist, und der Kreis S auf Resonanz steht ($J_{r\,\text{eff.}}^2$). Die eckige Klammer gibt also das Zahlenverhältnis der Intensität mit Hilfskreis und ohne Hilfskreis. Wegen der Glieder $\left(\frac{\vartheta_H - \vartheta_S}{2\pi}\right)^2$ muß ϑ_H und ϑ_S verschieden gewählt werden. Man wird also ϑ_S — des Dekrement des Sekundärkreises klein, ϑ_H des Hilfskreises wesentlich größer machen.

Außerdem hängt die eckige Klammer noch von der Einstimmung des Sekundärkreises $\varDelta\omega_r$ ab.

Der Ausdruck wird nicht etwa ein Maximum, wenn der Sekundärkreis auf die Empfangswelle eingestimmt ist $\varDelta\omega_r = 0$ oder $\omega_r = \omega$, sondern es ergeben sich zwei Maxima mit dazwischen liegendem Minimum, wenn

$$\varDelta\omega_0 > \frac{\vartheta_S}{\pi\left(1 - \frac{\vartheta_S}{\vartheta_H}\right)} \quad \text{für} \quad \varDelta\omega_r = \frac{\varDelta\omega_0}{2}\left(1 - \frac{\vartheta_S}{\vartheta_H}\right) \pm \frac{1}{2}\sqrt{\varDelta\omega_0^2\left(1 - \frac{\vartheta_S}{\vartheta_H}\right)^2 - \left(\frac{\vartheta_S}{\pi}\right)^2} \quad (15)$$

und nur ein Maximum, wenn

$$\Delta\,\omega_0 < \frac{\vartheta_S}{\pi\left(1-\dfrac{\vartheta_S}{\vartheta_H}\right)} \quad \text{für} \quad \Delta\,\omega_r = \frac{\Delta\,\omega_0}{2}\left(1-\frac{\vartheta_S}{\vartheta_H}\right) \tag{16}$$

In dem ersten Falle wird der Wert der eckigen Klammer = 1, so daß durch den Hilfskreis und die Entkoppelung kein Verlust der Intensität des Empfanges eintritt. Ebenso auch annähernd = 1 für $\Delta\,\omega_0 = \vartheta_S/\pi\,(1-\vartheta_S/\vartheta_H)$.

Im zweiten Falle, wenn also die Entkoppelungsfrequenz und die Frequenz der aufzunehmenden Welle sehr nahe beieinander liegen, wird die eckige Klammer, d. h. $\dfrac{J_{\text{eff.}}^2}{J_{r\,\text{eff.}}^2}$

$$\frac{J_{\text{eff.}}^2}{J_{r\,\text{eff.}}^2} = \left[\frac{\vartheta_S}{\vartheta_H}\,\frac{2\cdot\dfrac{\vartheta_H-\vartheta_S}{\pi}\,\Delta\,\omega_0}{\left(\dfrac{\vartheta_S}{\pi}\right)^2+\Delta\,\omega_0^2\left(1-\dfrac{\vartheta_S}{\vartheta_H}\right)^2}\right]^2 \tag{17}$$

oder angenähert, wenn $\Delta\,\omega_0$ klein gegen $\dfrac{\vartheta_S}{\pi}$ und ϑ_S klein gegen ϑ_H

$$\frac{J_{\text{eff.}}^2}{J_{r\,\text{eff.}}^2} = \left(\frac{2\pi\,\Delta\,\omega_0}{\vartheta_S}\right)^2 \tag{18}$$

d. h. es sinkt die Intensität schnell mit dem Abstand der beiden Wellen. Immerhin kann man bei wenig gedämpftem Empfangskreis S noch Wellen empfangen, die sehr nahe an dem Störer liegen. Ist das Dekrement des Kreises $S = 0{,}01$, so ist nach obigen Formeln der Grenzwert, für welchen keine Schwächung der Empfangsintensität eintritt: $\Delta\,\omega_0 = \dfrac{1}{100\,\pi}$. Liegen die beiden Wellen 10 mal näher, also $\Delta\,\omega_0 = \dfrac{1}{1000\,\pi}$, so sinkt die Intensität auf $\dfrac{4}{100}$, der Empfang wird also in vielen Fällen mit Hilfe von Verstärkern noch möglich sein, wenn der Störer vollständig durch Entkoppelung zum Verschwinden gebracht wird. Mithin könnte eine Welle von 12004 m neben einem Störer von 12000 m noch aufgenommen werden. Mehr ist praktisch wohl nicht erforderlich und möglich, da die Konstanz der Wellenlänge kaum so groß sein wird.

Um diese Methoden und die abgeleiteten Formeln zunächst laboratoriumsmäßig zu prüfen, wurde die Anordnung der Fig. 14 mit Hochfrequenzkreisen aufgebaut. Als Stromquelle diente ein Röhrensender mit Schwingungszahlen von ca. 30000. Die Kreise S und H

wurden symmetrisch angeordnet, nur konnte die Dämpfung von H durch Einschalten von Widerstand erhöht werden. Die Stromstärke im Indikatorkreise wurde mit Detektor und Galvanometer gemessen. Zunächst wurden die Formeln 14, 15, 16 daraufhin untersucht, wie die Verstimmung des Kreises S ($\Delta\,\omega_r$) die Intensität der Empfangswelle nach Entkoppelung der Störwelle beeinflußt. Der einzelne Versuch bestand darin, daß eine bestimmte Verstimmung des Kreises S eingestellt wurde, darauf wurde mittels des Röhrensenders die Störfrequenz ω_0 gesandt und diese mit Hilfe des Kreises H entkoppelt. Dann wurde die Sendefrequenz ω gesandt und der Galvanometerausschlag α abgelesen. In dieser Art wurde die Verstimmung $\Delta\,\omega_r$ von S zwischen Sendefrequenz ω und Störfrequenz ω_0 variiert. Die Ausschläge α wurden mit dem Resonanzausschlag α_r verglichen, welcher bei geöffnetem Kreis H und auf ω eingestelltem Kreis S entsteht, d. h. mit dem Ausschlag bei normalem Resonanzempfang ohne Entkoppelung. Die Versuchsreihe Tabelle 1 wurde in dieser Weise erhalten für $\Delta\,\omega_0 = 0{,}1$, $\vartheta_S = 0{,}15$, wo also $\Delta\,\omega_0 > \dfrac{\vartheta_S}{\pi(1 - \vartheta_S/\vartheta_H)}$ [Gleichung (16)] ist.

Tabelle 1.

$\vartheta_S = 0{,}15;\ \Delta\,\omega_0 = 0{,}1.$

$-\Delta\,\omega_r$	$\dfrac{\alpha}{\alpha_r}$	$-\Delta\,\omega_r$	$\dfrac{\alpha}{\alpha_r}$
0,000	0,94	0,075	0,91
0,007	**0,96**	0,081	0,87
0,014	0,93	0,086	0,87
0,021	0,87	0,092	0,76
0,027	0,83	0,097	0,68
0,034	0,80	0,102	0,55
0,040	**0,76**		
00,46	0,78		
0,052	0,80		
0,058	0,83		
0,064	0,87		
0,069	**0,96**		

Entsprechend der Theorie sind 2 Maxima von α und dazwischen ein Minimum vorhanden. Die beiden Maxima liegen zwischen Sende- und Störwelle in einem Abstand, der kleiner ist als $\Delta\,\omega_0$ — 0,07 statt 0,1. ∼. Die Intensität in den Maximis ist nahezu gleich der Resonanzintensität (α_r).

In der Tabelle 2 sind die Ergebnisse für den Fall, daß $\Delta\,\omega_0$ nahezu

gleich $\frac{\vartheta_S}{\pi(1 - \vartheta_S/\vartheta_H)}$ ist, also die Frequenzen von Stör- und Sendewellen schon recht nahe liegen. $\vartheta_S = 0{,}15$ $\Delta\omega_0 = 0{,}048$. (Gl. 16.)

Tabelle 2.

$\vartheta_S = 0{,}15$; $\Delta\omega_0 = 0{,}048$.

$-\Delta\omega_r$	$\frac{\alpha}{\alpha_r}$
0,000	0,92
0,006	**1,00**
0,013	**0,99**
0,019	0,97
0,025	0,89
0,031	0,88
0,036	0,79
0,042	0,66
0,048	0,57

Hier erhalten wir also nur ein Maximum für ein $\Delta\omega_r$ zwischen 0 und $\Delta\omega_0/2$. Die Intensität ist im Maximum gleich der Resonanzintensität.

Verkleinert man $\Delta\omega_0$ nun noch weiter, so erhält man ein schnelles Sinken des Maximalausschlags entsprechend Gleichung (17) und (18). Der Ausschlag steigt jedoch wieder oder vielmehr das Sinken tritt erst für kleinere $\Delta\omega_0$ ein, wenn man ϑ_S — das Dekrement des Sekundärkreises — kleiner nimmt. Die folgende Versuchsreihe ist für ein Dekrement des Sekundärkreises $\vartheta_S = 0{,}02$ gewonnen.

Tabelle 3.

$\vartheta_S = 0{,}02$; $\Delta\omega_r = {}^1/_2\,\Delta\omega_0$; $R_H - R_S = 80\,\Omega$

$\Delta\omega_0$	0,0000	0,0004	0,0006	0,0008	0,0010
$\frac{\alpha}{\alpha_r}$	0,00	0,02	0,05	0,07	0,1

Man sieht, daß man hier für Senderwellen, die nur um Bruchteile eines Promilles von der entkoppelten Störwelle verschieden sind, noch merkliche Ausschläge erhält.

Die experimentelle Prüfung der Theorie ergibt mithin, daß entsprechend der Theorie:

a) eine Entkoppelung stets erreichbar ist.

b) der Empfang bis zu einer Frequenzdifferenz zwischen Stör-

welle und Sendewelle $\Delta \omega_0 = \frac{\vartheta_S}{\pi}$ nicht wesentlich durch die Entkoppelung geschwächt wird,

c) bis zu ca. $^1/_{10}$ dieser Frequenzdifferenz die Empfangsintensität noch zum Empfang ausreichen dürfte.

Drahtloser Empfang.

Für praktische drahtlose Versuche über das Entkoppelungsverfahren nach Fig. 14 wurden zwei „Empfangsgeräte für Primär- und Sekundärempfang" der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, sogenannte Normalempfänger, benutzt. Dabei wurden die beiden Primärspulen und Primärkondensatoren parallel geschaltet, und der so gebildete Kreis A in die Antenne eingeschaltet. Die beiden Sekundärkreise der Empfänger bilden die Kreise S und H, wobei in jedem Kreis noch eine Zusatzspule, zur Koppelung mit einem Detektorkreise, eingeschaltet wurde; in den einen Sekundärkreis (H) außerdem noch ein Stöpselwiderstand, um die Dämpfung vergrößern zu können. Der Detektorkreis war durch zwei Spulen mit jedem der beiden Kreise H und S induktiv gekoppelt. Beobachtet wurde mit dem Telephon über einen 3 fach-Lautverstärker.

Die so angegebene Anordnung bildete die Empfangsapparatur mit Entkoppelungsvorrichtung; für ungedämpften Empfang kam natürlich ein Überlagerer hinzu.

Der Empfang und die Störbefreiung geschieht zweckmäßig dann auf folgende Weise:

Man stimmt zuerst primär auf die Empfangswelle ab, darauf bestimmt man bei geöffnetem Hilfskreis H durch Änderung der Kapazität des Sekundärkreises S die Stellungen dieses Kondensators für die Resonanzfrequenzen der Empfangswelle und die der Störwelle; liegen die Frequenzen dicht beieinander, so stellt man den Kondensator auf eine mittlere, zwischen den Resonanzeinstellungen liegende Stellung ein. Weichen die Frequenzen erheblich voneinander ab, so stimmt man S auf die Empfangswelle ab. Darauf schließt man den Hilfskreis H, den man durch Stöpselung von Widerständen stark im Verhältnis zum Kreise S gedämpft hat, und entkoppelt die Störwelle durch sukzessives Ändern der Kapazität des Hilfskreises und seiner Koppelung mit dem Detektorkreise, wobei es möglich sein muß, auch den Sinn der Koppelung zu ändern.

Mit dieser Anordnung und der Hausantenne des Instituts konnten ohne Schwierigkeit die verschiedenen Senderarten kompensiert werden.

Meist handelt es sich um ungedämpfte Wellen, doch gelegentlich auch um Löschfunken, bei denen ebenfalls die Entkoppelung gelang.

Wenn zwei ungedämpfte Sender gleichzeitig innerhalb des Tonspektrums des Überlagerers hörbar waren, so konnte jeder derselben zum Verschwinden gebracht und der andere aufgenommen werden, und zwar genügte, wenn die Frequenzen nicht zu weit auseinanderlagen, eine einfache Drehung des Kondensators im Kreise H, um einmal den einen, das andere Mal den anderen der beiden Sender zu kompensieren (vgl. oben 373). Die Entkoppelung gelang auch bei sehr starken Stationen, z. B. Nauen, das bei dreifacher Verstärkung hier in Jena natürlich „brüllend laut" empfangen wird, und doch durch die Entkoppelung völlig unhörbar wird.

Liegen Stör- und Empfangswelle sehr nahe beieinander, so wird nach Kompensation der Störwelle, wie oben gezeigt, der Empfang geschwächt, jedoch ist diese Schwächung um so geringer, je kleiner die Dämpfung des Sekundärsystems S ist. Will man daher sehr naheliegende Frequenzen entkoppeln, so muß man auch besonders gute Spulen verwenden und gleichzeitig die Koppelung der Sekundärspule mit der Antenne und dem Detektorkreis sehr lose machen. Hingegen ist dies alles bei den Spulen des Kreises H nicht notwendig, da dieser ja gerade eine wesentlich höhere Dämpfung besitzen muß als S.

Der Sekundärkreis des von uns benutzten „Normalempfängers" besitzt kein besonders niedriges Dekrement (ca. 0,03), trotzdem konnte von den beiden Wellen (Haupt- und Verstimmungswellen) des Lichtbogensenders Paris die eine völlig zum Verschwinden gebracht werden, ohne daß die andere wesentlich geschwächt wurde. Da die Differenz der beiden Wellen etwa 1 % betrug, entspricht dies dem obigen Ergebnis der Theorie.

Unter Umständen kann auch ein Störer von der gleichen Frequenz wie die Empfangswelle entkoppelt werden, wenn der Störer in anderer Weise auf die Empfangsapparatur wirkt, als durch die Empfangsantenne, also z. B. direkt auf die Empfangsspulen induziert. So konnte ein im gleichen Zimmer auf die Empfangswelle abgestimmter Sender, der mit einer 5-Wattröhre betrieben wurde, völlig zum Verschwinden gebracht werden, ohne daß der Empfang der Sendestation aufhörte.

Schließlich sei darauf hingewiesen, daß auch bei zwei Fernstationen gleicher Wellenlänge eine Entkoppelung von einer derselben unter Zuhilfenahme der Richtwirkung möglich ist (Fig. 15). Es seien in Fig. 15 A und B die beiden Sendestationen, deren Wellen unter einem Winkel von 45° in der Empfangsstation E eintreffen, R 1 und R 2

sind zwei Rahmenantennen, die in diesem Fall den Kreisen S und H entsprechen. Die Ebenen der Rahmen bilden Winkel von 45^0 mit BE, der Verbindungslinie zwischen Sender B und der Empfangsstation E. Die von B abkommende Welle trifft daher symmetrisch auf R 1 und R 2, und ihre Wirkung auf den gemeinsamen Detektor-



A

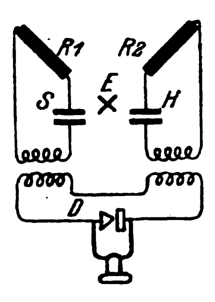


Fig. 15.

kreis hebt sich auf oder kann jedenfalls durch das Entkoppelungsverfahren leicht völlig zu Null gemacht werden. Für die Welle von der Senderstation A ist jedoch der Empfang von R 1 infolge der Richtwirkung ein Maximum, der von R 2 ein Minimum, so daß R 1 ohne merkliche Schwächung durch R 2 empfängt. Ist der Winkel zwischen AE und BE kleiner als 45^0, so wird der Empfang von R 1 durch R 2 geschwächt, wird aber doch noch weiter möglich sein bis zu sehr kleinen Winkeln herab. Theoretisch könnte durch die einfache Richtwirkung das gleiche Ergebnis erzielt werden, praktisch jedoch ist das nicht der Fall, weil bei starken Sendern der Richtungsempfang im Minimum selten völlig zu Null wird, während bei dem Entkoppelungsverfahren ein völliges Verschwinden der Störwelle stets zu erreichen ist.

Zusammenfassung.

Nach Definitionen und Besprechung der physikalischen Grundlagen der Entkoppelung wird

in Teil I die Methode der Entkoppelung durch Stromverzweigung abgeleitet und experimentell geprüft. Dabei wird durch absichtlich zwischen zwei gekoppelten Systemen gelegte neue stromführende Verbindungen ein Zweig des Systems 2 von der Wirkung des in dem System 1 fließenden Wechselstroms freigemacht. Diese Entkoppelung geschieht ähnlich einer Brückeneinstellung durch Näherung, und kann entweder für eine bestimmte Frequenz oder für alle Frequenzen gleichzeitig erfolgen.

In Teil II wird die Methode des Hilfskreises erläutert, bei der ein Stromkreis 2 von einem Stromkreis 1 entkoppelt wird, indem ein dritter Kreis, der Hilfskreis, mit 1 und 2 gekoppelt und durch Verstimmung und Änderung der Koppelung so eingestellt wird, daß die durch ihn im Kreise 2 hervorgerufene E.M.K. gerade die durch 1 in 2 hervorgerufenen E.M.K. nach Amplitude und Phase kompensiert. Die Einstellung geschieht durch Näherung, die Entkoppelung kann für eine bestimmte Frequenz oder für alle Frequenzen gleichzeitig erfolgen.

Die Hilfskreismethode eignet sich besonders für Hochfrequenz, die Methode der Stromverzweigung für niedrige und mittlere Frequenz.

In Teil III wird die Hilfskreismethode auf die Praxis der drahtlosen Telegraphie angewandt, und die Entkoppelung des Empfanges von Störern besprochen, deren Frequenz von der der aufzunehmenden Welle verschieden, oder ihr sehr nahe, oder ihr gleich ist.

Physikal. Institut der Univ. Jena. 15. April 1922.

Die Kühnsche Schaltung zur Erzeugung hochfrequenter Schwingungen mit Glühkathodenlampen.

(Mitteilungen aus dem Laboratorium der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H.)

Von **E. Geißler.**

In seiner Arbeit über Röhrensender (Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. 14, 4) hat L. Kühn bereits auf die von ihm erfundene Schaltung zur Erzeugung von hochfrequenten Schwingungen mit Glühkathodenlampen (D. R. P. 310152) hingewiesen und auch die hauptsächlichen Vorteile dieser Schaltung hervorgehoben.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist, die technische Wirkungsweise dieser Schaltung, sowie deren praktische Vorzüge eingehender und an der Hand einer Reihe mitzuteilender Untersuchungen zu beleuchten.

Der Vollständigkeit halber ist die Schaltung in Fig. 1 noch einmal wiedergegeben. Zwischen Gitter G und Glühkathode K der die

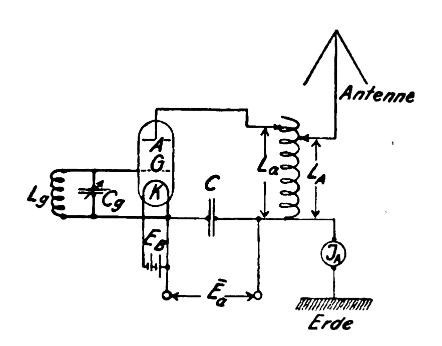


Fig. 1.

Schwingungen erzeugenden Hochvakuumlampe liegt der aus einer Selbstinduktion L_g und einer Kapazität C_g bestehende Gitterkreis, der die Schwingungszahl der entstehenden Hochfrequenz bestimmt. Der Arbeitskreis bzw. die Antenne ist vermittelst der Selbstinduktionsspule L_A mit der Röhre auf bekannte Weise galvanisch gekoppelt. Parallel zu dem Kondensator C wird der Röhre die nötige Betriebsspannung E_a zugeführt. Das Wesentliche und Eigenartige der Schal-

tung ist, wie bekannt, daß zwischen dem Gittersteuerkreis (L_g und C_g) und dem Anoden- bzw. Antennenkreis keinerlei äußere elektrische schaltungstechnische Verbindung besteht.

In der erwähnten Arbeit von Kühn hat derselbe bereits auf den wichtigen Vorteil hingewiesen, daß der Gitterkreis gleichzeitig die Rolle eines geeichten Wellenmessers spielt, indem der Sender dann mit der Eichwelle des Gitterkreises schwingt, wenn die Antenne auf den Gitterkreis abgestimmt ist. Dieser Vorteil ist natürlich nur dann vollständig, wenn die Eichung des Gitterkreises auch dann noch erhalten bleibt, wenn der Sender auf eine ganz andere Antenne, etwa eine solche mit anderer Kapazität oder anderer Dämpfung arbeiten soll, als jene, mit der gerade die Eichung vorgenommen wurde. Mit anderen Worten: „Ist der Gitterkreis in seiner Eichung praktisch völlig unabhängig von den elektrischen Dimensionen der jeweils verwandten Antenne?“

Daß die Eichung des Gitterkreises je nach der in ihm vorhandenen Dämpfung etwas und zwar durchschnittlich 1—2 % von der aus der Thomsonschen Formel errechneten Schwingungszahl abweicht — wobei jedoch auch die Kapazität der parallelliegenden Gitterkathodenstrecke der Röhre mit zu berücksichtigen ist — ist praktisch belanglos, solange nur die Abweichung für jede Eichung konstant ist, wie auch die Antenne geartet ist. Eine Reihe eingehender Untersuchungen, von denen einige weiter unten mitgeteilt werden sollen, haben nun übereinstimmend ergeben, daß die Eichung des Gitterkreises dann eine praktisch absolute ist, wenn der Sender günstigst gekoppelt ist, oder mit anderen Worten, wenn der auf den Röhrenkreis bezogene Antennenwiderstand durch geeignete Anodenkopplung dem günstigsten Arbeitswiderstand der Röhre völlig angepaßt ist.

An und für sich läßt nun die Deutung des Begriffes „günstigste Kopplung“ insofern eine Zweideutigkeit zu, als man einen Röhrensender so koppeln kann, daß entweder der Wirkungsgrad der Hochfrequenzerzeugung oder aber die im Arbeitskreis erzeugte Hochfrequenzleistung ein Maximum wird.

Für die Konstanz der Gitterkreiseichung wäre es nun gleichgültig, ob man den Sender günstigst in bezug auf den Wirkungsgrad oder das Leistungsmaximum in der Antenne koppelt, wenn man nur an der einmal getroffenen Wahl unbedingt festhält. Da aber die Feststellung des Wirkungsgradoptimums zwar im Laboratorium bei Vorhandensein geeigneter Meßinstrumente leicht möglich ist, im praktischen Betriebe aber, wo meist nur ein Antennenstromzeiger

vorhanden ist und auch die Zeit zu weitläufigen Messungen fehlt, kaum durchführbar ist, hat man sich wohl durchweg darauf geeinigt, unter günstigster Kopplung die des Leistungsmaximums zu verstehen, die einfach daran zu erkennen ist, daß der Ausschlag im Antennenamperemeter ein absolutes Maximum wird.

Aus einer großen Zahl von an fertigen Sendern angestellten Messungen über die günstigste Kopplung seien in den Tabellen I bis III und in den zugehörigen Fig. 2—4 einige mitgeteilt, die an einem 250, 500 und 1000 Watt-Sender bei verschiedenen Antennendämpfungen ermittelt wurden. In den Tabellen bedeutet:

i_a = den Anodengleichstrom,
E_a = die Betriebsspannung,
W_1 = die zugeführte Leistung: $i_a \cdot E_a$,
J_A = den Antennenstrom,
R_A = die Antennendämpfung in Ohm,
W_2 = die auf die Antenne bzw. einen deren Dämpfung ersetzenden, wohl definierten Ohmschen Widerstand abgegebene Leistung: $J_A{}^2 \cdot R_A$.
η = den Wirkungsgrad: W_2/W_1,
L_a = die Zahl der zur Kopplung verwendeten untereinander völlig gleichen Abzweigstufen auf der Antennenspule L_A (Fig. 1).

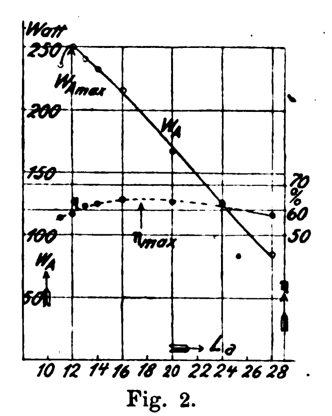


Fig. 2.

Tabelle I.

250 Watt-Sender bei λ = 750 m, R_A = 7,5 Ohm.

E_a Volt	i_a Milli	W_1 Watt	J_A Amp.	W_2 Watt	η %	L_a Abzweig	Bemerkungen
3300	44	145	3,35	84	58	28	
3300	61	201	4,1	126	62,7	24	
3300	80	264	4,72	167	63,2	20	
3300	102	336	5,35	215	64	16	s. Fig. 2
3300	113	373	5,56	232	62,2	14	
3300	118	389	5,66	240	61,7	13	
3300	130	429	5,77	250	58,3	12	
3300	125	412	5,6	235	57	11	

Tabelle II.

500 Watt-Sender bei $\lambda = 1650$ m, $R_A = 8,4$ Ohm.

E_a Volt	i_a Milli	W_1 Watt	J_A Amp.	W_2 Watt	η %	L_a Abzweig	Bemerkungen
3900	95	371	5,4	245	66	27	
3900	105	409	5,7	274	67	23	
3900	127	495	6,3	333	67,2	19	
3900	172	671	7,35	456	68	15	s. Fig. 3
3900	224	872	8,2	564	64,5	13	
3900	278	1085	8,95	675	62,2	12	
3900	306	1190	9,1	690	58	11	

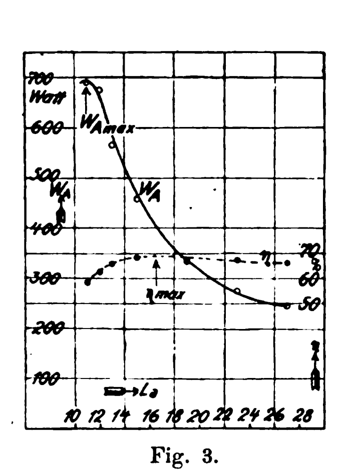


Fig. 3.

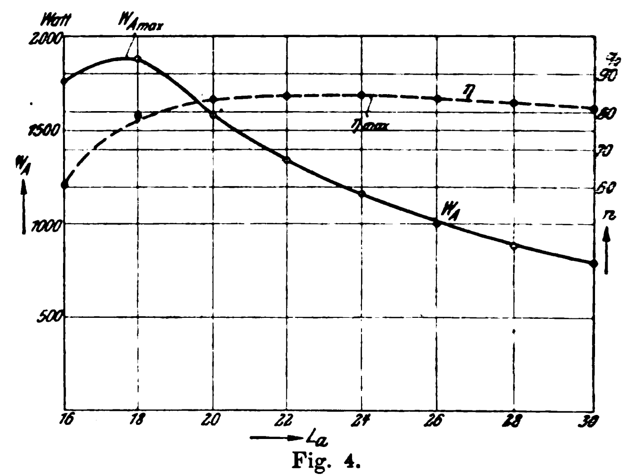


Fig. 4.

Tabelle III.

1000 Watt-Sender bei $\lambda = 4000$ m, $R_A = 5$ Ohm, $R_L = 2,4$ Ohm.

E_a Volt	i_a Milli	W_1 Watt	J_A Amp.	W_2 Watt	η %	L_a Abzweig	Bemerkungen
5000	195	975	10,3	790	81	30	
5000	215	1075	10,9	880	82	28	
5000	240	1200	11,6	1000	83,5	26	
5000	275	1375	12,5	1160	84,5	24	
5000	320	1600	13,4	1340	84	22	s. Fig. 4
5000	380	1900	14,6	1580	83	20	
5000	475	2375	15,9	1880	79	18	
5000	590	2950	15,4	1760	60	16	

Während bei Tabellen I und II nur die rein Ohmsche Dämpfung der Antenne bei Berechnung des Wirkungsgrades in Ansatz gebracht wurde, wurde bei Tabelle III durch eingehende Messung der Dämpfungswiderstand R_L der verwandten Selbstinduktionsspulen ermittelt, so daß sich also die Angaben für den Wirkungsgrad in Tabelle III auf den reinen Röhrenwirkungsgrad beziehen (dasselbe gilt für die Tabellen V u. XIII).

Die drei Meßreihen zeigen übereinstimmend, daß das Maximum des Wirkungsgrades bei größerem L_a, oder wie man sagt, bei festerer Kopplung liegt, als das Maximum der Leistung, daß jedoch — und dies steht im Einklang mit allen übrigen Messungen — die Wirkungsgradabnahme bei maximaler Leistung nicht sehr wesentlich ist. Im Mittel kann man sagen, daß der Wirkungsgrad bei maximaler Leistungsabgabe 5 bis höchstens 10 % kleiner ist als der maximale Wirkungsgrad.

Werden nun die Konstanten der verwendeten Antenne, d. h. die Dämpfung oder die Kapazität verändert, so muß theoriegemäß die Kopplung geändert werden, wenn der Sender wiederum mit maximaler Leistung arbeiten soll. Von jetzt ab soll unter günstigster Kopplung immer die beim Leistungsmaximum vorhandene verstanden sein. Um nun zu zeigen, daß die Eichung des Gitterkreises auch dann noch erhalten bleibt, also praktisch absolut ist, wenn der Sender auf verschiedene Antennen zu arbeiten hat, sollen aus einer großen Reihe angestellter Untersuchungen folgende Ergebnisse mitgeteilt werden.

Bei den Messungen wurde stets so verfahren, daß der Gitterkreis unverändert blieb, während der Antennenkreis durch ein Korrektionsvariometer jedesmal genau abgestimmt wurde. Die Wellenlänge wurde mit einem Präzisionswellenmesser gemessen, dessen Meßgenauigkeit je nach der gemessenen Wellenlänge 0,1—0,2 % der Wellenlänge betrug. Neben den Änderungen der Antenne erstreckten sich die Messungen auch auf die Untersuchung der Wellenkonstanz bei verschiedenen Betriebsspannungen. Die Meßresultate sind in den nachfolgenden Tabellen IV, 1—8 eingetragen, wobei die Bezeichnungen dieselben sind, wie in Tabelle I—III.

Die Meßreihen lassen erkennen, daß die günstigste Kopplung $L_{a\,\mathrm{opt.}}/L_A$ größer wird, wenn:

1. Der Antennenwiderstand R_A vergrößert wird (vgl. 6. und 7.). Dies hat seinen Grund darin, daß mit größerem R_A der Antennenstrom J_A kleiner wird bei gleicher maximaler Leistung; infolgedessen

Tabelle IV.

E_a Volt	i_a Milli	W_1 Watt	J_A Amp.	W_2 Watt	η %	λ Grad	λ m	L_s Abzweig	Bemerkungen
1. $E_a = 3000$ Volt, $R_A = 10$ Ohm, $C_A = 800$ cm.									
3000	58	174	3,25	106	59	126,5	872	14	
3000	64	192	3,42	117	61	125,5	868,5	13	
3000	65	195	3,48	121	62	125	867	12	
3000	69	207	3,51	123	59,5	124,5	865	11	
3000	73	219	3,55	126	57,5	124	863,5	10	
3000	79	237	3,65	133	56	123	860	9	Optimum
3000	83	249	3,62	131	53	122	856,5	8	
3000	87	261	3,42	117	45	120	850	7	
2. Wie bei 1., jedoch andere Röhre.									
3000	48	144	2,95	87	60,5	123	860	14	
3000	55	165	3,1	96	58	122,5	858	12	Optimum
3000	55	165	3,05	93	56,5	122,5	858	11	
3000	59	177	3,0	90	51	122	856,5	10	
3000	schwingt nicht mehr							9	Kopplung zu lose
3. $E_a = 3500$ Volt, $R_A = 10$ Ohm, $C_A = 800$ cm.									
3500	55	193	3,49	122	63	124	863,5	14	
3500	62	217	3,61	130	60	123,5	861,5	12	
3500	69	242	3,68	136	56	123	860	10	Optimum
3500	67	235	3,4	116	49	122,5	858	9	
3500	schwingt nicht mehr							8	zu lose
4. $E_a = 4000$ Volt, $R_A = 10$ Ohm, $C_A = 800$ cm.									
4000	62	248	3,95	156	63	125	867	14	
4000	71	284	4,25	181	64	124,5	865	12	
4000	78	312	4,32	187	60	123,5	861,5	10	
4000	97	388	4,51	204	53	122,5	858	8	Optimum
5. $E_a = 4000$ Volt, $R_A = 10$ Ohm, $C_A = 600$ cm.									
4000	56	224	3,75	141	63	126	870	14	
4000	59	257	3,9	152	64	125	867	12	
4000	70	280	4,2	176	63	124	863,5	10	
4000	79	316	4,32	186	59	123	860	8	Optimum
4000	88	352	4,28	183	52	122,5	858	7	
6. $E_a = 3000$ Volt, $R_A = 3$ Ohm, $C_A = 600$ cm.									
3000	36	111	4,42	59	53	125,5	868,5	12	
3000	40	120	4,7	66	55	125	867	10	
3000	46	138	4,9	72	52	123	860	8	Optimum
3000	labil					121	853	6	zu lose

Tabelle IV (Fortsetzung).

E_a Volt	i_a Milli	W_1 Watt	J_A Amp.	W_2 Watt	η %	λ Grad	λ m	L_a Abzweig	Bemerkungen
7. $E_a = 3500$ Volt, $R_A = 15$ Ohm, $C_A = 600$ cm.									
3500	55	193	3,0	135	70	125	867	14	
3500	62	217	3,15	149	69	124	863,5	12	
3500	67	235	3,21	154	65	123	860	11	
3500	70	245	3,21	154	62	123	860	10	
3500	75	263	3,25	158	60	122,5	858	9	Optimum
8. $E_a = 3000$ Volt, $R_A = 5$ Ohm, $C_A = 1500$ cm.									
3000	44	132	4,05	82	62	124,5	865	8	
3000	57	171	4,22	89	52	122,5	858	7	Optimum
3000	schwingt nicht mehr							6	zu lose

muß L_a größer werden, damit die Röhre mit derselben optimalen hochfrequenten Anodenspannung $\tilde{E}_a$ arbeiten kann.

2. Die Antennenkapazität größer wird (vgl. 4. und 5.), da bei Vergrößerung der Antennenkapazität die Antennenselbstinduktion, also auch die Selbstinduktionsspannung $\tilde{E}_L$ kleiner wird. Im Antennenkreis wird also der Quotient $\tilde{E}_{a\,\text{opt.}}/\tilde{E}_A$ und damit auch $L_{a\,\text{opt.}}/L_A$ größer.

3. Die Betriebsspannung $\hat{E}_a$ kleiner wird (vgl. 2., 3. und 4.). Diese Erscheinung kann ihren Grund nur darin haben, daß bei Veränderung der Betriebsspannung das „Arbeitsgebiet" im Felde der charakteristischen Kurven der Röhre verlegt wird. Eine quantitative Deutung, daß bei Veränderung der Betriebsspannung der „Optimumswiderstand" der Röhre gerade steigt, ist natürlich nicht möglich und könnte nur aus einer graphischen Analyse unter Zugrundelegung der charakteristischen Kurven der Röhre gefolgert werden.

Bei 4. und 5. ist zwar L_a dasselbe, da aber für $C_A = 800$ cm L_A kleiner ist als für $C_A = 600$ cm, ist der Quotient L_a/L_A bei 800 cm größer als bei 600 cm.

4. Bei 5. und 6. ist L_a/L_A dasselbe, hier hebt sich der Einfluß der kleiner werdenden Anodenspannung gegen die kleiner werdende Dämpfung R_A auf. Bei 7. und 8. tritt derselbe Fall für C_A, R_A und E_a ein. Zwar ist L_a bei 8. kleiner als bei 7., dafür ist aber auch L_A bei 8. kleiner, d. h. der Quotient L_a/L_A annähernd der gleiche.

Übereinstimmend ergibt sich nun aus allen Meßreihen, daß bei der günstigsten Kopplung die Wellenlänge, mit der der Sender

arbeitet, praktisch völlig konstant ist, da die Wellenlängen gegen das Mittel $\lambda = 839$ m nur um $\pm 0{,}1\,\%$ verschieden sind, die Unterschiede also innerhalb der Meßfehlergrenzen liegen. Die Eichung des Gitterkreises ist somit unabhängig von der Antennendämpfung, der Antennenkapazität und der Betriebsspannung und kann somit als praktisch absolut angesprochen werden.

Die drei Größen R_A, C_A und E_a wurden, wie ersichtlich, während der Messung entweder einzeln oder sogar gleichzeitig geändert, und dennoch ergab sich, wenn anders in jedem Fall die günstigste Kopplung eingestellt wurde, dieselbe Welle. Aber selbst bei Kopplungen, die in der Windungszahl (die Kopplungsstufen hatten alle gleiche Windungszahlen) um $50\,\%$ von der günstigsten abwichen — ein Fall, der in der Praxis bei auch nur einigermaßen sachgemäßer Behandlung des Senders nie vorkommen wird —, ist die Abweichung der Welle von der Gittereichwelle höchstens $1\,\%$. Der Vollständigkeit halber sei in Tabelle V noch das Meßergebnis an einem zur Lieferung fertiggestellten 1 KW-Sender bei einer Welle von 3000 m mitgeteilt:

Tabelle V.

E_a Volt	i_a Milli	W_1 Watt	J_A Amp.	W_2 Watt	η %	λ Grad	λ m	L_a Abzweig	Bemerkungen
5000	200	1000	8,0	825	83	90,5	3035	13	
5000	210	1050	8,4	910	86,5	90,5	3035	12	
5000	240	1200	8,9	1030	85	90,5	3035	11	
5000	285	1425	9,6	1190	84	90	3027	10	
5000	330	1650	10,3	1370	83	89,5	3020	9	
5000	395	1975	11,2	1620	82	89	3011	8	
5000	500	2500	12,2	1920	77	88,5	3005	7	Optimum
5000	660	3300	11,9	1840	56	88	3000	6	
5000	schwingt nicht mehr							5	

Zum Schluß dieses Abschnittes sei noch eine andere Messung mitgeteilt, die auch noch aus einem anderen Grunde interessant ist. Hierbei war der Sender bei $E_a = 1500$ Volt abgestimmt und es wurde, ohne am Gitter- und Antennenkreis etwas zu verändern, die Anodenspannung E_a verkleinert.

Tabelle VI (Fig. 5, I).

E_a	i_a	W_1	J_A	R_A	W_2	η	λ Grad	λ m
1500	60	90	2,25	10,5	53,2	60	65,9	1353
1250	50	62,3	1,86	10,5	36,4	59	66,0	1354
1000	39	39	1,49	10,5	23,4	60	66,0	1354
750	29	21,8	1,1	10,5	11,5	53	66,0	1354
500	19	9,5	0,7	10,5	5,1	53,5	66,1	1355

Hier bleibt also die Wellenlänge absolut konstant (die Änderungen sind $\pm 0{,}15\,^0/_0$, also Meßfehler). Dies ist besonders wichtig für Sender, bei denen sich E_a periodisch ändert, also z. B. bei reinem Wechselstrombetrieb (Tonsender) oder bei Telephoniesendern, wo sich E_a im Rhythmus der Sprache ändert.

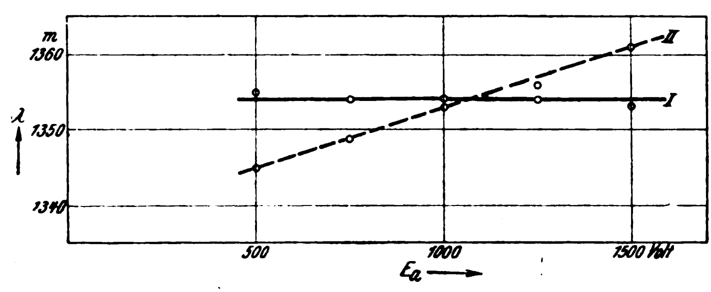


Fig. 5.

Daß diese außerordentlich geringe Abhängigkeit der Wellenlänge von der Betriebsspannung bei einer Reihe anderer Schaltungen nicht vorhanden ist, zeigt die in Tabelle VII und Fig. 5, II mitgeteilte Messung, die an einem Schwingungserzeuger mit einfacher aperiodisch-induktiver Kopplung mit dem Gitter (Meissner) gemacht wurde.

Tabelle VII (Fig. 5, II).

E_a	i_a	W_1	J_A	R_A	W_2	η	λ Grad	λ m
1500	117	176	3,1	10,5	100,8	61	66,8	1361
1250	94	117,5	2,61	10,5	71,5	61	66,2	1356
1000	75	75	2,13	10,5	47,6	63,5	65,9	1353
750	48	36	1,55	10,5	25	69	65,4	1349
500	26	13	0,92	10,5	8,9	68	68,0	1345

Hierbei ändert sich also die Welle um 16 m, d. h. um $1{,}2\,^0/_0$.

Im Zusammenhang mit den bisherigen Untersuchungen über die Konstanz der Gitterkreiseichungen darf die Frage nicht unbeantwortet bleiben, wie sich die Wellenlänge ändert, wenn sich der Heizstrom der Röhre aus irgendeiner Ursache verändert. Diese Frage ist insofern von Bedeutung, als man bei allen größeren Sendern die Röhre aus einer besonderen kleinen Maschine — sei dies nun eine Gleich- oder Wechselstrommaschine — heizt, bei der im praktischen Betrieb durch Netzschwankungen Tourenänderungen und dadurch Spannungs-

änderungen fast unausbleiblich sind. Bei den nachfolgenden Messungen wurde auch gleichzeitig die Antennenleistung bei verschiedener Röhrenheizung gemessen, um ein Urteil über die gleichzeitige Leistungsänderung zu ermöglichen.

Bei den Versuchen in Tabelle VIII, IX und X wurde die Heizung der Sendelampe, die normal etwa $i_B = 4,7$ Amp. betrug, innerhalb weiter Grenzen geändert, nachdem der Sender bei $i_B = 4,7$ Amp. abgestimmt worden war.

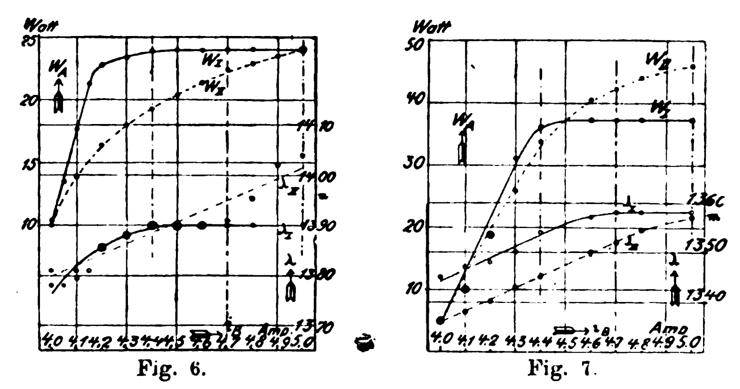


Fig. 6. Fig. 7.

In den Fig. 6 und 7 sind die Ergebnisse dieser Messungen graphisch dargestellt und zwar beziehen sich die ausgezogenen Kurven auf die Kühnschaltung, während die strichliniierten Kurven das Verhalten des Senders bei aperiodisch-induktiver Gitterkopplung wiedergeben. Es beziehen sich Fig. 6 auf Tabelle VIII/XI, Fig. 7 auf Tabelle X/XII.

Tabelle VIII.

Heizung i_B	E_B	E_a	i_a	J_A	λ Grad	λ m	W_A
4,0	7,6	1200	23,5	1,02	68,5	1377	10,4
4,05	7,9	1200	26	1,16	68,5	1377	13,5
4,1	8,2	1200	29	1,33	68,8	1379	17,7
4,15	8,4	1200	32	1,46	69,0	1381	21,3
4,2	8,7	1200	34,4	1,51	69,5	1386	22,8
4,3	9,0	1200	38	1,53	69,8	1388	23,4
4,4	9,3	1200	42	1,54	70	1390	23,9
4,5	9,6	1200	44	1,55	70	1390	24,0
4,6	9,8	1200	45	1,55	70	1390	24,0
4,8	10,1	1200	48	1,55	70	1390	24,0
5,0	10,4	1200	50	1,55	70	1390	24,0
Amp.	Volt						

Tabelle IX.

Heizung i_B	Heizung E_B	E_a	i_a	J_A	λ Grad	λ m	W_A
4,0	7,6	1000	21	0,95	68,5	1377	9
4,2	8,2	1000	31,5	1,29	69,2	1382	16,6
4,4	8,7	1000	36,5	1,3	70	1390	16,85
4,6	9,3	1000	39,5	1,3	70	1390	16,85
4,8	9,8	1000	41	1,3	70	1390	16,85
5,0	10,4	1000	42	1,3	70	1390	16,85

Tabelle X.

Heizung i_B	Heizung E_B	E_a	i_a	J_A	λ Grad	λ m	W_A
4,0	7,6	1300	24	0,7	65	1345	0,49
4,1	7,9	1300	30	1,0	65,2	1347	10
4,2	8,2	1300	36	1,37	65,3	1348	18,7
4,3	8,4	1300	44	1,76	65,5	1350	31
4,4	8,7	1300	48	1,9	66	1354	36
4,6	9,3	1300	52,5	1,93	66,4	1357	37,2
4,8	9,8	1300	55	1,93	66,5	1358	37,2
5,0	10,4	1300	58	1,93	66,5	1358	37,2

Bei allen drei Meßreihen zeigt sich übereinstimmend, daß bei einer Änderung der Heizstromstärke um $\pm$ 0,3 Amp. gegen 4,7 Amp. im Mittel, d. h. um $\pm$ 6,5 %, bzw. der Heizleistung um $\pm$ 7 Watt gegen 45 Watt im Mittel, d. h. um $\pm$ 15,5 % keine oder nur ganz außerordentlich kleine Änderungen der Welle und gleichlaufend damit des Antennenstromes eintraten. Nennenswerte Änderungen traten bei Überheizung der Röhre überhaupt nicht, bei Unterheizung erst dann ein, wenn der Heizstrom um mehr als 0,5 Amp. abfiel.

Die folgenden Tabellen XI und XII beziehen sich, wie schon gesagt, auf die Messungen an einem Sender mit aperiodisch-induktiver Gitterkopplung.

In dem Bereich, in dem bei der Kühnschaltung Antennenenergie und Welle konstant bleiben, ändert sich hier der Antennenstrom gegen den Mittelwert um etwa 3 % bei Überheizung und bis zu 12 % bei Unterheizung, d. h. die Antennenenergie um 4 bzw. 20 %, während die Änderungen der Wellenlänge etwa 0,5—1 % betragen, also gleichfalls größer sind als bei der Kühnschaltung. Beim Empfang werden sich also Änderungen der Heizung des Senders in der Lautstärke und, was noch viel nachteiliger ist, in der Höhe des Interferenztones bemerkbar machen.

Tabelle XI.

Heizung i_B	Heizung E_B	E_a	i_a	J_A	λ Grad	λ m	W_A
4,0	7,6	1000	20	1,0	69	1381	10
4,1	7,9	1000	25	1,18	69	1381	13,9
4,2	8,2	1000	30	1,28	69,5	1386	16,1
4,3	8,4	1000	35	1,34	69,8	1388	18
4,4	8,7	1000	40,5	1,38	70	1390	19,3
4,5	9,0	1000	46	1,43	70	1390	20,4
4,6	9,3	1000	51	1,47	70	1390	21,4
4,7	9,6	1000	56	1,49	70,1	1391	22,4
4,8	9,8	1000	61	1,51	70,7	1396	22,9
4,9	10,1	1000	65	1,53	71,3	1402	23,5
5,0	10,4	1000	70	1,55	71,5	1404	24,0

Tabelle XII.

Heizung i_B	Heizung E_B	E_a	i_a	J_A	λ Grad	λ m	W_A
4,0	7,6	1000	22	0,7	64	1336	0,5
4,1	7,9	1000	29	1,0	64,2	1338	10
4,2	8,2	1000	38	1,36	64,5	1340	18,5
4,3	8,4	1000	45	1,61	64,8	1343	25,9
4,4	8,7	1000	53	1,84	65	1345	33,8
4,6	9,3	1000	68	2,01	65,5	1350	40,5
4,7	9,6	1000	72	2,05	65,7	1352	42,2
4,8	9,8	1000	76	2,1	66	1354	44,0
5,0	10,4	1000	79	2,14	66,4	1357	45,8

Die nachfolgende Messung (Tabelle XIII) an einem anderen Röhrentyp und bei größerer Energie zeigt, daß die obige relativ große Unabhängigkeit der Welle und der Antennenenergie von der Heizung nicht etwa einen Ausnahmefall darstellt. Die Messung wurde wieder an einem 1 kW-Sender ausgeführt, bei dem der Heizstrom pro Röhre normal 7,0 Amp. betrug.

Tabelle XIII.

Heizung i_B	Heizung E_B	E_a	i_a	J_A	λ Grad	λ m	W_A
7,4	38	5000	328	10,3	89,6	3021	1370
7,1	35	5000	328	10,3	89,5	3020	1370
7,0	34	5000	325	10,3	89,5	3020	1370
6,9	34	5000	325	10,3	89,5	3020	1370
6,8	33	5000	325	10,2	89,5	3020	1340
6,7	32	5000	320	10,1	89,5	3020	1315
6,6	31	5000	318	9,8	89,5	3020	1240
6,5	30	5000	318	9,5	89,4	3019	1160
6,4	29	5000	310	9,4	89,2	3015	1140

Auch hierbei zeigt sich, daß bei Änderungen des normalen Heizstromes um 5 % keine praktisch ins Gewicht fallende Änderung der Welle und der Antennenenergie auftritt.

Der Vollständigkeit halber mag hier im Zusammenhang mit den Erörterungen über die Konstanz der Gitterkreiseichung bei der Kühnschaltung auf eine Schaltung hingewiesen werden, welche zuerst in Amerika zur Anwendung kam und die äußerlich insofern der Kühnschaltung etwas ähnelt, als sie auch einen Gitterkreis enthält, der durch einen Kondensator abstimmbar ist (siehe z. B. Jahrb. f. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 1916, Heft 6, S. 541, Fig. 18). Das wesent-

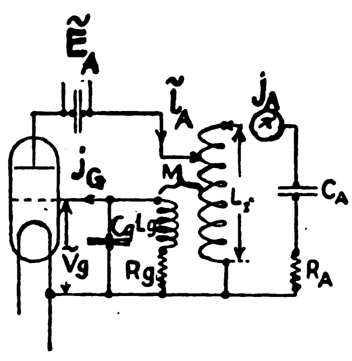


Fig. 8.

liche Merkmal der Kühnschaltung, nämlich das Fehlen jeglicher äußerer schaltungstechnischen Verbindung zum Arbeitskreis, ist aber bei dieser Schaltung nicht vorhanden, indem die Selbstinduktion des Arbeitskreises und jene des Gitterkreises nach Art der einfachen Rückkopplungschaltung in wechselinduktiver Verbindung stehen. Dieser charakteristische äußere Schaltungsunterschied, der natürlich bedingend ist für die Verschiedenheit der Wirkungsweise dieser beiden Schaltungen, bringt es auch mit sich, daß der wesentliche Vorteil der Gittereichungskonstanz der Kühnschaltung bei obiger Schaltung, wie leicht zu zeigen ist, nicht vorhanden ist. In Fig. 8 ist die Schaltung schematisch dargestellt.[1])

---

1) Die Anregung zu den folgenden rechnerischen Überlegungen geht von Herrn Kühn aus.

Nimmt man der Einfachheit halber an, daß im Arbeitskreise die Antennenspule L_I und im Gitterkreis der Kondensator C_g dämpfungsfrei sind, so läßt sich für die am Gitter liegende Hochfrequenzsteuerspannung $\widetilde{V}_g$ folgende Gleichung aufstellen, wenn man, was bei normalen Verhältnissen stets berechtigt ist, die Rückwirkung des Stromes $\widetilde{i}_g$ im Gitterkreise auf den Arbeitskreisstrom $\widetilde{I}_A$ vernachlässigt. Da:

$$\widetilde{V}_g = -j^{\pi/2} \cdot \frac{1}{\omega C_g} \cdot \widetilde{i}_g \tag{1}$$

und außerdem:

$$j^{\pi/2} \cdot \omega M \cdot \widetilde{J}_A = \widetilde{i}_g \left[R_g + j^{\pi/2} \left(\omega L_g - \frac{1}{\omega C_g} \right) \right] \tag{2}$$

wird sofort:

$$\left.\begin{aligned} \widetilde{V}_g = -j^{\pi/2} \cdot \frac{1}{\omega C_g} \cdot \frac{j^{\pi/2} \cdot \omega \cdot M \cdot J_A}{R_g + j^{\pi/2} \left(\omega L_g - \frac{1}{\omega C_g} \right)} = \\ = J_A \cdot \frac{M}{C_g} \cdot \frac{1}{R_g + j^{\pi/2} \left(\omega L_g - \frac{1}{\omega C_g} \right)} \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Nun ist aber ferner, wenn man den durch einen Teil der Antennenspule fließenden, von der Röhre gelieferten Hochfrequenzstrom $\widetilde{i}_a$ vernachlässigt:

$$j^{\pi/2} \cdot \omega L_I \cdot \widetilde{J}_A = k_1 \cdot \widetilde{E}_{a\,\mathrm{opt.}} \tag{4}$$

hierin ist $\widetilde{E}_{a\,\mathrm{opt.}}$ für ein und dieselbe Röhrentype eine von allen anderen Betriebsverhältnissen unabhängige Größe. Da aber je nach der Welle und den charakteristischen Eigenschaften der Antenne $\omega L_I \cdot \widetilde{J}_A$ stark variabel ist, ist k_1 ebenfalls eine Variable. Man kann den Faktor k_1 direkt als optimalen „Anodenkopplungsfaktor" ansprechen, da er ein Maß für die Kopplung zwischen Röhre und Antenne angibt, bei der der Röhre der maximale Leistungsbetrag zu entziehen ist.

Aus Gleichung (3) und (4) folgt nun sofort:

$$\widetilde{V}_g = -j^{\pi/2} \cdot \widetilde{E}_{a\,\mathrm{opt.}} \cdot k_1 \cdot \frac{M}{L_I} \cdot \frac{1}{\omega C_g} \cdot \frac{1}{R_g + j^{\pi/2} \left(\omega L_g - \frac{1}{\omega C_g} \right)}$$

oder:

$$\widetilde{V}_g = -k_1 \widetilde{E}_{a\,\mathrm{opt.}} \cdot \frac{M}{L_I} \cdot \frac{1}{\omega C_g} \cdot \frac{1}{\left(\omega L_g - \frac{1}{\omega C_g} \right) - j^{\pi/2} \cdot R_g} \tag{5}$$

Setzen wir schließlich:

$$\widetilde{V}_{g\,\text{opt.}} = -k_2 \cdot \widetilde{E}_{a\,\text{opt.}} \tag{6}$$

wo entsprechend k_2 der „Optimale Gitterkopplungsfaktor" sei (derselbe hat für in der Praxis gebräuchliche Röhren Werte zwischen 0,1 und 0,2), so erhält man fürs erste eine Ungleichung von der Form:

$$k_2 \gtreqless k_1 \cdot \frac{M}{L_I} \cdot \frac{1}{(\omega^2 L_g C_g - 1) - j^{\pi/2} \cdot R_g \omega C_g} \tag{7}$$

Tritt in dieser Ungleichung zwischen der rechten und linken Seite Gleichheit ein, so gibt die nunmehr geltende Gleichung die Beziehung zwischen den einzelnen elektrischen Konstanten an, die erfüllt sein muß, damit der Sender mit maximaler Leistung arbeitet.

Wir sehen sofort, daß Gleichheit überhaupt nur dann eintreten kann, wenn $R_g = 0$ ist, da sonst die rechte Seite stets komplex ist, während die linke Seite eine reelle Zahl ist.

Da man im praktischen Falle stets mit einer gewissen Dämpfung des Gitterkreises zu rechnen hat, die übrigens noch durch den Widerstand der Strecke Gitter—Kathode in der Röhre selbst erhöht wird, so kann man die Gleichung für das optimale Arbeiten nur annäherungsweise erfüllen und zwar mit um so größerer Annäherung, je kleiner R_g gegen $\left(\omega L_g - \frac{1}{\omega C_g}\right)$ ist, d. h. mit je mehr „Verstimmung" des Gitterkreises man arbeitet.

Nimmt man nun den Fall an, der Sender arbeitet stets mit solcher Verstimmung, daß $\left(\omega L_g - \frac{1}{\omega C_g}\right)$ praktisch gleich sei

$$\sqrt{\left(\omega L_g - \frac{1}{\omega C_g}\right)^2 + R_g^2}$$

so lautet die Gleichung, deren Erfülltsein Bedingung für das günstigste Arbeiten des Senders ist:

$$k_2 = k_1 \cdot \frac{M}{L_I} \cdot \frac{1}{\omega^2 L_g C_g - 1}$$

oder wenn man setzt:

$$M = \sqrt{(1-\sigma) L_g \cdot L_I}\,, \qquad (\omega^2 L_g C_g - 1) = \frac{k_1}{k_2} \sqrt{(1-\sigma)\frac{L_g}{L_I}}$$

oder schließlich:

$$C_g = \frac{1}{\omega^2 L_g}\left[1 + \frac{k_1}{k_2}\sqrt{(1-\sigma)\frac{L_g}{L_I}}\right] \tag{8}$$



Es läßt sich nun leicht zeigen, daß der Faktor:

$$x = \frac{k_1}{k_2} \cdot \sqrt{(1 - \sigma)\frac{L_g}{L_I}}$$

von den jeweiligen Betriebsbedingungen stark abhängig ist.

1. Verändert man die Welle, bzw. ω, indem man ω etwa ver-n-facht, so muß die Antennenselbstinduktion L_I, wenn die Antennenkapazität gleich bleiben soll, auf den Wert: $\frac{1}{n^2} \cdot L_I$ vergrößert werden. Aus Gleichung (4) folgt dann, daß der optimale Anodenkopplungsfaktor nun $1/n$ mal kleiner wird, also wird der Faktor x:

$$n \cdot \sqrt{n^2} = n^2 \text{ mal größer.}$$

2. Wird die Antennenkapazität ver-m-facht, so wird L_I $1/m$ mal kleiner, wenn die Welle bzw. Frequenz konstant bleiben sollen. Infolgedessen wird nach Gleichung (4) k_1 ebenfalls $1/m$ mal kleiner, der Faktor x also

$$\frac{1}{m}\sqrt{m} = \frac{1}{\sqrt{m}} \text{ mal größer}$$

3. Wird schließlich der Widerstand der Antenne ver-p-facht, so wird der Strom $\tilde{I}_a$ $\frac{1}{\sqrt{p}}$ mal kleiner, damit auch k_1 und x.

Es ist nun ohne weiteres ersichtlich, daß die Einflüsse der äußeren Betriebsverhältnisse auf die Inkonstanz der Gitterkreiseichung sich um so mehr bemerkbar machen werden, je größer der Faktor x ist. Soll z. B. bei einer Antennendämpfungsvergrößerung auf das Doppelte die Gittereichung nicht mehr als um 1 % abweichen, so müßte x einen Wert haben, der nicht größer ist als $x = 0{,}035$, wie man sich leicht an Hand der Gleichung (8) überzeugen kann.

Wenn nun auch eine Verkleinerung von x durch Vergrößerung von σ, L_I und Verkleinerung von L_g bis zu einem gewissen Grade möglich ist, so darf dies doch nur so weit gehen, daß die Differenz

$$\omega L_g - \frac{1}{\omega C_g} = x \cdot \frac{1}{\omega C_g}$$

die totale Gitterkreisdämpfung weit überwiegt, da sonst die geforderte Bedingung für das günstigste Arbeiten, nämlich jene möglichst völlige Phasenopposition zwischen $\tilde{E}_g$ und $\tilde{E}_a$ nicht mehr erfüllt ist. Es muß also immer sein:

$$x \cdot \frac{1}{\omega C_g} \gg R_g$$

wird z. B. $x \cdot \frac{1}{\omega C_g}$ selbst schon $= 5 \cdot R_g$, so bedingt dies immer noch eine Abweichung der Gitterphase von der Phasenopposition von zirka 12 Bogengraden. Für den vorhin erwähnten, berechneten Fall $x = 0{,}035$ würde man also, wenn man jene Abweichung von 12^0 in Kauf nehmen will, gelten:

$$0{,}035 \cdot \frac{1}{\omega C_g} = 5 \cdot R_g$$

oder:

$$0{,}007 = R_g \cdot \omega C_g$$

oder da:

$$\omega C_g \sim \frac{1}{\omega L_g}, \qquad 0{,}007 = \frac{R_g}{\omega L_g}$$

Dies entspricht einem Dekrement der verwendeten Gitterspule von

$$\delta = \frac{2}{300} \cdot 0{,}007 \cdot 500 = 0{,}023$$

Man sieht also, daß selbst, wenn man noch Abweichungen der Konstanz der Gittereichung von 1 % und Abweichungen der maximalen Phasenopposition von ca. 12 % zuläßt, nur noch eine sehr kleine Dämpfung des Gitterkreises zulässig ist, damit diese Werte überhaupt erzielt werden können.

Ein Gitterkreis mit einem Dekrement von 0,023 — wobei noch die die Dämpfung erhöhende Wirkung der parallelliegenden Strecke Gitter-Kathode in der Röhre zu berücksichtigen ist, ist vielleicht bei besonderer Sorgfalt auch im praktischen Senderbau noch realisierbar, aber gerade das vorliegende Rechenbeispiel zeigt, daß man, um auch bei dieser Schaltung dieselbe Konstanz der Gittereichung zu erreichen, wie sie sich bei der Kühnschaltung herausgestellt hat, mit ganz außerordentlich kleinen Dämpfungswerten der Gitterkreisspule zu rechnen hätte, die praktisch herzustellen einfach nicht mehr möglich wäre.

Ein für die Praxis sehr wichtiger Punkt ist der, zu untersuchen, ob und in welcher Stärke bei der Kühnschaltung Oberwellen auftreten. Es ist ohne weiteres klar, daß ein Sender, der neben der eigentlichen Sendewelle noch eine oder gar mehrere Oberwellen in erheblicher Stärke ausstrahlt, für einen geregelten Funkbetrieb bei großer Anzahl von Sendestellen unbrauchbar ist; denn angenommen, ein solcher Sender arbeite auf Welle 2000 m, so wird er außer in den für ihn auf

2000 m auf Empfang stehenden Empfangsstellen auch noch in Empfängern zu hören sein, die für andere Sendestellen auf 1000 m (2000/2), 666 m (2000/3), 500 m (2000/4) usw. auf Empfang stehen, d. h. er wird diese Empfangsstellen mehr oder weniger stark hören.

Es war daher von großer Wichtigkeit, die absolute Stärke der Oberwellen bei der Kühnschaltung durch eingehende Messungen festzustellen. Die angewandte Meßmethode (ähnlich einer von A. Meißner [1]) und K. W. Wagner mitgeteilten) war folgende:

Die Antenne des zu untersuchenden Senders wurde mit einem aus Spule L_1 und Kondensator C bestehenden Meßkreis gekoppelt

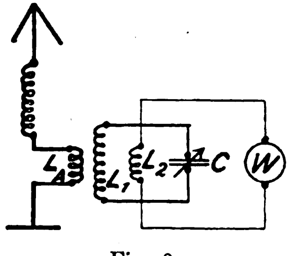


Fig. 9.

(Fig. 9). Eine zweite Spule L_2, zu der parallel ein Hitzdraht-Wattzeiger (System Hartmann & Braun, 0 bis 0,05 Watt) gelegt war, wurde ihrerseits mit diesem Meßkreis gekoppelt. Die Entfernung L_A—L_1 war stetig veränderlich, während der Abstand L_2—L_1 während der Messung unverändert blieb. L_1 und L_A wurden zunächst so eng gekoppelt, daß, wenn der Meßkreis auf die erste Oberwelle (d. h. $\lambda_0/2$) abgestimmt wurde, sich im Wattzeiger W ein gut meßbarer Ausschlag ergab, z. B. 3,2. (Die Skala des Wattmeters, die in Wirklichkeit 0,01 bis 0,05 Watt anzeigte, ist im folgenden der Einfachheit halber mit 1 bis 5 angegeben.) Dieser Ausschlag sei mit W_1 bezeichnet. Nun wurde die Kapazität des Meßkreises langsam vergrößert, bis sich am Wattzeiger ein bereits von der Hauptwelle λ_0 herrührender Ausschlag von 5 ergab. Die Kopplung $L_A - L_1$ wurde nun so weit gelockert, bis der Ausschlag am Wattzeiger auf 1 zurückging. Es entsprach also jetzt ein Ausschlag von 1 dem Wert $W = 5$. Jetzt wurde C wieder vergrößert, bis sich der Ausschlag 5 (in Wirklichkeit 25) ergab. Durch Lockerung der Kopplung $L_A - L_1$ wurde der Ausschlag wieder auf 1 herabgedrückt und wieder C vergrößert.

[1]) Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1920, Bd. 15, S. 200.

Dieses Verfahren wurde solange fortgesetzt, bis sich der Meßkreis in Resonanz mit der Hauptwelle λ_0 befand. Ist dabei der Ausschlag am Wattzeiger W_2 und hatte man n mal die Kopplung wie oben beschrieben gelockert, so entspricht W_2 im Verhältnis zu W_1 der Wert $W_2 \cdot 5^n$. Der Wert W_1 bedurfte nun aber noch der Korrektur insofern, als bei der extrem festen Kopplung, die zur Messung der Oberwelle nötig war, sich bereits ein Ausschlag W_3, der von der Hauptquelle herrührte, bemerkbar machte (s. Fig. 10). Der Wert von W_3

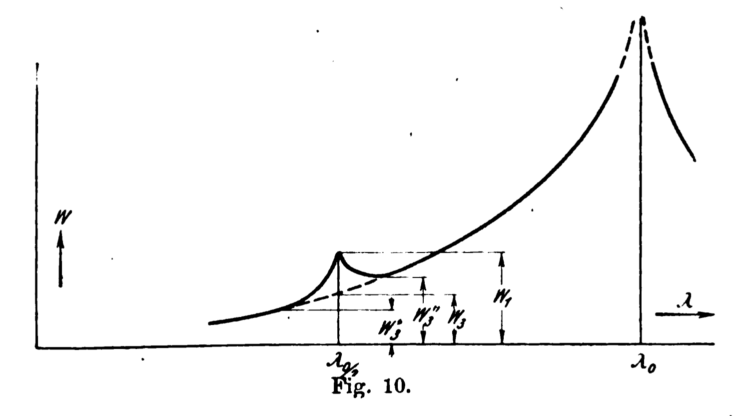


Fig. 10.

ließ sich einfach dadurch ermitteln, daß man den Kondensator C nach rechts und links so weit aus der Resonanzstellung $\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{2}$ herausdrehte, daß der von der Oberwelle herrührende Ausschlag verschwand. W_3 ergab sich dann sofort, nötigenfalls durch Mittelwertsbildung zwischen W_3' und W_3''. Der der Oberwelle zukommende Ausschlag ist dann also $W_1 - W_3$, und das gesuchte Verhältnis der Ausschläge der Oberwelle einerseits und der Hauptwelle andererseits:

$$p_1 = \frac{W_1 - W_3}{5^n \cdot W_2}$$

Um nun von dem Quotienten der Ausschläge am Hitzdrahtinstrument auf die wirklich im Antennenkreise vorhandenen Leistungsbeträge der in der Antenne noch vorhandenen Oberschwingungen schließen zu können, war es nötig, der bei verschiedenen Wellen verschiedenen Induktionswirkung — dieselbe ist wie bekannt direkt proportional der Frequenz, also umgekehrt proportional der Wellenlänge — und schließlich der bei verschiedenen Frequenzen verschiedenen Impedanz des aperiodischen, das Meßinstrument enthaltenden Tertiärkreises Rechnung zu

tragen. Dies geschah einfach in der Weise, daß der Quotient der Ausschläge mit dem sogenannten Frequenzfaktor f multipliziert wurde. Dann ergab sich sofort das Verhältnis der Leistungsbeträge der Oberschwingungen zu dem der Hauptwelle zu:

$$p_n = f_n \cdot p_1 = f_n \cdot \frac{W_1 - W_3}{5^n \cdot W_2}$$

Der Frequenzfaktor f_n wurde einfach auf folgende Weise von Fall zu Fall experimentell ermittelt: Der Sender wurde mit gleicher Antennenenergie einmal mit λ_0 und zweitens mit $\lambda_n = \frac{\lambda_0}{n}$ als Grundwelle zum Schwingen gebracht. Bei sonst unveränderter Meßanordnung (besonders unverändertem Abstand $L_A - L_1$ und $L_1 - L_2$) wurde der Ausschlag am Wattzeiger gemessen, wenn der Meßkreis durch Veränderung des Kondensators C jedesmal in Resonanz mit der erzeugten Welle war. Das Verhältnis der Ausschläge bei λ_0 und λ_n ist dann einfach der „Frequenzfaktor" f_n.

Mit dieser Methode wurden die folgenden Messungen angestellt.

Tabelle XIV.

1 kW-Sender bei voller Energie und einem Röhrenwirkungsgrad von 80 %.

Hauptwelle		p_1	Energie Watt
2000	Hauptwelle	—	1000
	1. Oberwelle . . .	1/100000	0,01
	2. Oberwelle . . .	1/500000	0,002
	3. Oberwelle . . .	nicht meßbar	—
3000	Hauptwelle	—	1000
	1. Oberwelle . . .	1/16000	0,06
	2. Oberwelle . . .	1/125000	0,088
	3. Oberwelle . . .	nicht meßbar	—

Tabelle XV.

250 Watt-Sender bei voller Energie.

Hauptwelle	1. Oberwelle		2. Oberwelle		3. Oberwelle
	p_1	Energie	p_2	Energie	p_3
1750	1/29000	0,035 ‰	1/350 000	0,003 ‰	1/7000000
1350	1/32000	0,031	1/150 000	0,007	1/4000000
1050	1/20000	0,05	1/160 000	0,006	1/10000000
665	1/5500	0,18	1/50 000	0,02	unmeßbar

Das Resultat der obigen Messungen ist also das: Die Energie der ersten Oberwelle schwankt zwischen 0,18 und 0,01 ‰ der Energie der Hauptwelle. Beträgt also z. B. bei der zweiten Messung die Energie des Senders 1000 Watt, so strahlt er die erste Oberwelle nur mit einer Energie von $^1/_{16}$ Watt aus, die erste Oberwelle wird also bereits in einem im Vergleich zur Reichweite des Senders außerordentlich kleinen Radius nicht mehr hörbar sein, also auch andere sehr nahe Empfangsstellen nicht mehr stören. Die folgenden Oberwellen sind noch um ein vielfaches kleiner, bzw. überhaupt nicht mehr meßbar. Darauf, daß die Kühn-Huth-Schaltung in bezug auf die Oberwellen am günstigsten ist, weist auch Möller in seinem Buche über die Elektronenröhren (Vieweg & Sohn, 1920, S. 95) hin. Als Mittel, die Oberwellen künstlich zu unterdrücken, führt er an, die Selbstinduktion und Kapazität im Gitterkreise so zu wählen, daß für alle Obenwellen gilt:

$$\omega_n L_g > \frac{1}{\omega_n C_g}$$

Diese Bedingung ist aber bei der Schaltung mit freiem Gitterkreis in idealer Weise erfüllt, da hierbei für die Grundwelle mit großer Annäherung

$$\omega_1 L_g = \frac{1}{\omega_1 C_g}$$

ist, für die erste Oberwelle also:

$$\omega_2 L_g = 4 \cdot \frac{1}{\omega_2 C_g}$$

für die zweite:

$$\omega_3 L_g = 9 \cdot \frac{1}{\omega_3 C_g}$$

usw.

Sobald obige Bedingung für die Oberwellen erfüllt ist, erhält man für diese eine, wie Möller zeigt, „negative Rückkopplung", die durch die Kurvenform des Anodenstromes bedingten Oberwellen können also sogar geschwächt und unterdrückt werden. Gerade das Gegenteil tritt z. B. bei der normalen aperiodisch induktiven Rückkopplungsschaltung auf. Die Beziehung:

$$\widetilde{E}_{g_n} = -c\,\widetilde{E}_{a_n}$$

wo der „Rückkopplungsfaktor":

$$C = \frac{M}{L_1}$$

ist, gilt nicht nur für die Hauptwelle, sondern für alle Oberschwingungen, es sind also auch diese „positiv zurückgekoppelt“, was zur Folge hat, daß die an sich schon vorhandenen Oberwellen noch zusätzlich mehr oder weniger verstärkt werden.

Recht augenfällig wird der eben erwähnte Unterschied, wenn man folgende, aus einer großen Reihe von Messungen herausgegriffenen Resultate in der folgenden Tabelle XVI miteinander vergleicht.

Die Messungen wurden an einer Versuchsschaltung ausgeführt, die es erlaubte, durch einen doppelpoligen Umschalter den freien Gitterkreis der Kühn-Schaltung (I) durch eine Rückkopplungsspule zu ersetzen, die im Felde der Antennenspule lag. (Schaltung II.) Im übrigen wurde bei je zwei zusammengehörigen Meßwerten in der Schaltung nichts geändert. Die Antennenleistung betrug etwa 250 Watt. Bei den verschiedenen Wellen wurde der Sender stets günstigst ausgekoppelt.

Tabelle XVI.

	Schaltung I		Schaltung II	
	λ m	Ausschlag am Wattzeiger	λ m	Auschlag am Wattzeiger
Grundwelle . .	1620		1620	
1. Oberwelle .	810	0,12	810	0,13
2. Oberwelle .	540	0,01	540	0,20
3. Oberwelle .	nicht meßbar		405	0,22
4. Oberwelle .	320	Spuren	320	0,23
5. Oberwelle .	nicht meßbar		240	0,18
6. Oberwelle .	nicht meßbar		200	0,15
Grundwelle . .	1350		1360	
1. Oberwelle .	675	0,5	680	1,4
2. Oberwelle .	nicht meßbar		455	1,2
3. Oberwelle .	nicht meßbar		340	2,5
4. Oberwelle .	nicht meßbar		272	0,6
Grundwelle . .	1000		1000	
1. Oberwelle .	500	0,16	500	0,24
2. Oberwelle .	330	0,02	330	0,04
3. Oberwelle .	250	Spuren	250	0,20
4. Oberwelle .	200	0,02	200	0,35
Grundwelle . .	800		800	
1. Oberwelle .	400	0,02	400	0,13
2. Oberwelle .	270	0,01	270	0,50
3. Oberwelle .	nicht meßbar		200	0,05

Zum Schlusse soll noch auf einen besonderen Vorteil der Kühn-Schaltung hingewiesen werden, welcher seinen Grund in der Resonanz-

fähigkeit des Senders als solchem hat und sich praktisch durch die Art und Weise zur Geltung bringt, mit der der Sender auf Kapazitätsschwankungen anspricht.

In Fig. 11 und Tabelle XVII ist die Abhängigkeit der Welle und der Antennenleistung von der Kapazität des Antennenkreises dargestellt, wenn nur jene, nicht aber der Gitterkreis verändert wird.

Tabelle XVII.

C_A Grad	C_A cm	J_A Amp.	W_A Watt	λ m
75	545	0,32	1,02	1060
80	580	0,5	2,5	1075
85	616	0,81	6,5	1090
89	645	1,0	10	1100 Resonanz
91	660	0,92	8,5	1108
93	674	—	—	—

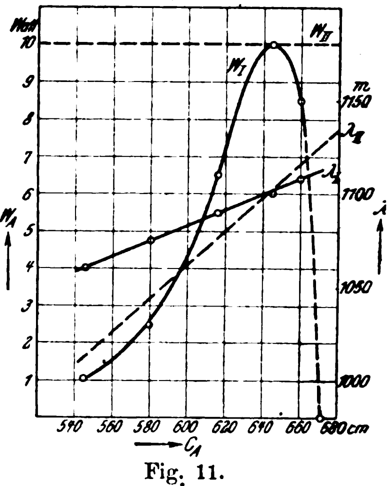


Fig. 11.

Was die Welle anbelangt, so ändert sich dieselbe von der Resonanzkapazität (C_a = 645 cm bei λ = 1100 m) ab gerechnet um rund 1,5 % bei einer Änderung der Kapazität um 6 % (s. Kurve für λ_I), die Wellenänderungen sind also nur halb so groß, als wie sie bei allen Einkreissenderschaltungen bei gleichen Antennenkapazitätsänderungen auftreten würden. Bei der einfachen Rückkopplungsschaltung würde sich nach der Thomsonschen Formel im obigen Falle die Welle um 3 % ändern (siehe Kurve für λ_{II}).

Ganz außerordentlich stark ist bei der Kühn-Schaltung nach Art einer Resonanzkurve die Abhängigkeit der Antennenleistung von der Antennenkapazität. Die Kurve in Fig. 11 für die Antennenleistung W zeigt, daß eine Veränderung der Antennenkapazität um 6 % nach oben die Leistung schon völlig zum Verschwinden bringt, während eine Verkleinerung der Kapazität um $5\frac{1}{2}$ % die Leistung schon auf die Hälfte herabsetzt. Auch in dieser Beziehung verhalten sich alle Einkreisschaltungen wesentlich anders. Bei diesen macht eine Veränderung der Kapazität auf die Leistung, wie bekannt, nur insofern etwas aus, als bei einer solchen Änderung die vorher eingestellte günstigste Kopplung nicht mehr die günstigste bleibt. Bei Kapazitätsänderungen von 5,10 oder noch beträchtlich mehr Prozenten macht sich dieser Einfluß jedoch infolge der Nachgiebigkeit der Röhre noch

nicht bemerkbar, so daß eine Änderung in den oben für die Kühn-Schaltung abgesteckten Grenzen, z. B. bei der Rückkopplungsschaltung praktisch in bezug auf die Leistungen gar nicht zur Geltung kommt.

Was nun schließlich die Möglichkeit von Kapazitätsänderungen der Antenne anbelangt, so kann solche vor allem dadurch hervorgerufen werden, daß etwa ein Draht der Antenne oder auch nur eine Abspannung, die der Antenne eine gewisse Lage gegeben hat, reißt. Tritt dieser Fall zufällig während des normalen Sendebetriebes ein, so kann sich unter Umständen die Antennenkapazität merkbar ändern, die Änderung möge 10 % betragen. Arbeitet der Sender nach dem beschriebenen Kühn-Prinzip, so setzt der Schwingungsvorgang sofort aus, das Antenneninstrument fällt auf 0. Ein Handgriff am Antennenvariometer genügt, um den Betrieb mit der alten Welle sofort wieder aufnehmen zu können. Der Empfang wird nur auf kurze Zeit unterbrochen, der Betrieb nicht gestört. Arbeitet der Sender dagegen mit einer Einkreisschaltung ohne Zwischenkreis, so ändert sich die Antennenenergie bei Änderung der Antennenkapazität praktisch überhaupt nicht. Tritt also jetzt der Fall ein, daß sich die Antennenkapazität um 10 % ändert, so merkt der Telegraphist davon nichts, er telegraphiert weiter, während der Empfänger wegen der eingetretenen Wellenänderung nichts mehr hört, der Betrieb ist gestört und es bedarf zeitraubender Rückfragen.

Neben diesen intensiven Kapazitätsänderungen durch grobe Veränderungen der Antenne, kommen nun viel häufiger äußerst kleine Kapazitätsschwankungen in Betracht, die durch Pendelungen der Antenne bei Sturm, Seegang, oder durch Flugunregelmäßigkeiten auf dem Flugzeug oder Luftschiff hervorgerufen werden. Diese Schwankungen sind meistens so klein, daß ihre Rückwirkung auf die Leistung selbst bei der Kühn-Schaltung nicht von Belang oder Nachteil sind, auch lassen sie sich wegen ihrer dauernden Größenänderungen nicht durch Nachstimmen beseitigen; wie obige Messung zeigt, sind nun bei der Kühn-Schaltung die Änderungen der Wellenlänge bei schwankender Antennenkapazität nur etwa halb so groß, wie bei allen Einkreisschaltungen. Infolgedessen sind auch die Schwankungen des Interferenztones im Empfänger bei gleicher mittlerer Tonhöhe und damit auch die Gefahr, daß die Tonhöhe über die Hörbarkeitsgrenze hinausgeht, bei der Kühn-Schaltung nur halb so groß, wie bei anderen Schaltungen.

Tafeln zur Bestimmung der Antennengrößen ungedämpfter Sender.

Von **R. Hirsch.**

Man hat die Stärke der Sendeanlage einer drahtlosen Station lange Zeit nach den in der Antenne schwingenden Kilowatt bemessen. Dieser Begriff ließ jedoch keinen Rückschluß auf die Strahlungsleistung zu; kann man doch beispielsweise bei gleicher Kilowattzahl die doppelte Strahlungsleistung aus einer Senderanlage herausholen, wenn man den Antennenwiderstand auf die Hälfte verringert und die vierfache Leistung bei Verdopplung der Antennenhöhe. Es zeigt sich deshalb neuerdings das Bestreben als Maßstab der Fernwirkung den viel richtigeren Begriff der Meterampere einzuführen. Man fordert von einer Station, die eine bestimmte Entfernung betriebssicher überbrücken soll, die Erzeugung von soundsoviel Meterampere, wobei man für die verschiedenen Distanzen und Wellen Erfahrungswerte zugrunde legt.

Der Entwurf einer Senderanlage geht also von dem Produkt $J \cdot H$, Antennenstromstärke mal effektive Strahlhöhe aus. Hier setzt bereits die Variationsmöglichkeit ein. H und J können in weiten Grenzen verändert werden, das Produkt bleibt dasselbe. Die Stromstärke J hängt wiederum vom Antennen- und Erdwiderstand H und den in der Antenne schwingenden Kilowatt $k\,W$ ab, entsprechend der Formel

$$J = \sqrt{\frac{(k\,W)}{R}} \tag{1}$$

und es ergibt sich

$$(M\,A) = H\sqrt{\frac{(k\,W)}{R}} \tag{2}$$

eine Gleichung, die bereits 4 Variable aufweist.

Die zu variierenden Größen, welche die Dimensionen einer Antenne bestimmen, sind aber damit noch nicht erschöpft; es bestehen noch Abhängigkeiten zwischen J, der Antennenkapazität C, die ihrerseits von der Kapazitätshöhe abhängt, der effektiven Antennenspannung E und der Wellenlänge λ entsprechend der Gleichung

$$J = \text{const}\,\frac{E \cdot C}{\lambda} \tag{3}$$

Durch diese Formel werden 3 weitere Variable eingeführt, so daß sich die Gesamtzahl aller Variablen auf 7 erhöht.

Betrachten wir nun die Variationsmöglichkeiten der einzelnen Faktoren. Wie bereits hervorgehoben, kann die eff. Antennenhöhe und damit die Masthöhe in weiten Grenzen variiert werden (je nach der Masttype schrittweise). Es ist ohne weiteres klar, je kleiner man die Antennenhöhe wählt, desto größer muß die Stromstärke J und damit die Kapazität der Antenne und die Zahl der die Antenne tragenden Maste sein.

Den Widerstand R wird man natürlich so klein wie möglich wählen, aber auch er wird je nach der Wellenlänge, der Beschaffenheit des Bodens, der Abmessungen der Antennenspulen und den Geldmitteln, die man aufwenden will, in gewissen Grenzen schwanken.

Die Antennen-Kilowatt richten sich bei Maschinensendern nach der Leistung der Hochfrequenzmaschinenanlagen. Da diese stets mit Rücksicht auf die Betriebskosten voll ausgenützt werden müssen, weil sie bei verminderter Last mit schlechterem Wirkungsgrad laufen, ändert sich bei ihnen die Variationsmöglichkeit sprungweise je nach der Maschinentype.

Die Wellenlänge wird im allgemeinen vorgeschrieben sein. Die zunehmende Verkehrsdichte zieht ihrer Wahl immer engere Grenzen. Mit zwei Wellen (Tag- und Nachtwelle) wird man jedoch stets rechnen müssen. Beim Maschinensender mit fester Grundfrequenz kommt noch eine weitere Einschränkung; man wird sich mit Vorliebe in der Nähe einer Frequenz halten, die einer mehrfachen der Grundfrequenz der Maschine entspricht. Die Wahl der Wellenlänge beeinflußt direkt die Größe der Kapazität C der Antenne, ebenso die Wahl der Spannung. Ein Antennenisolator, der erlaubt, die Antenne unter doppelte Spannung zu setzen, ermöglicht beispielsweise die Reduktion der Antennenkapazität auf die Hälfte.

Ein rechnerisches Aufsuchen der unter den gegebenen Verhältnissen günstigsten Werte würde sich nur durch Probieren, d. h. umständliches schrittweises Vorgehen ermöglichen lassen, genügen doch unendlich viel Werte den Gleichungen.

Um über die Schwierigkeiten hinwegzukommen, die sich bei der Dimensionierung ergeben, hat sich aus der Nomographie heraus ein Verfahren ergeben, das dem Radiotechniker gestattet, namentlich für die ersten überschlägigen Rechnungen in ganz einfacher Weise all die oben geschilderten Variationsmöglichkeiten und Zusammenhänge der in Betracht kommenden Faktoren zu übersehen. Es waren zu diesem Zwecke nur die vier Tafeln zu entwerfen, die in Fig. 1 und 2 dargestellt sind. Sie enthalten die Skalenträger der verschiedenen Variabeln,

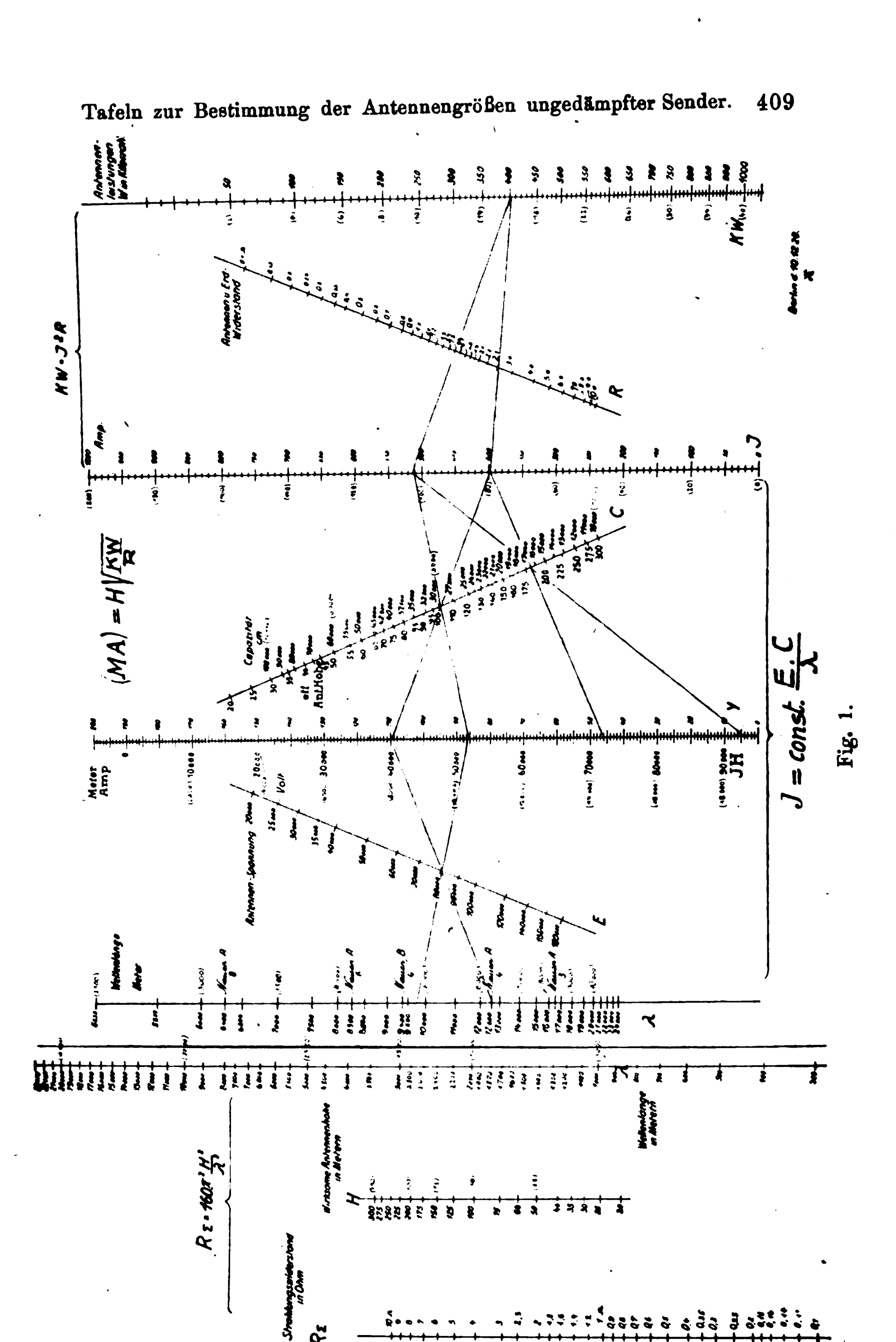

KW = J²R
(MA) = H√(KW/R)
J = const. E.C/λ
Antennenleistungen W in Kilowatt
Antennen u. Erd Widerstand
Amp.
Capazitaet cm
Antennen-Spannung Volt
Meter Amp
JH
Wellenlänge Meter
Wellenlänge in Metern
Wirksame Antennenhöhe in Metern
Strahlungswiderstand in Ohm
Rε = 160π² H²/λ²

Fig. 1.

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{100} \sqrt{L_{cm} \cdot C_{cm}}$$

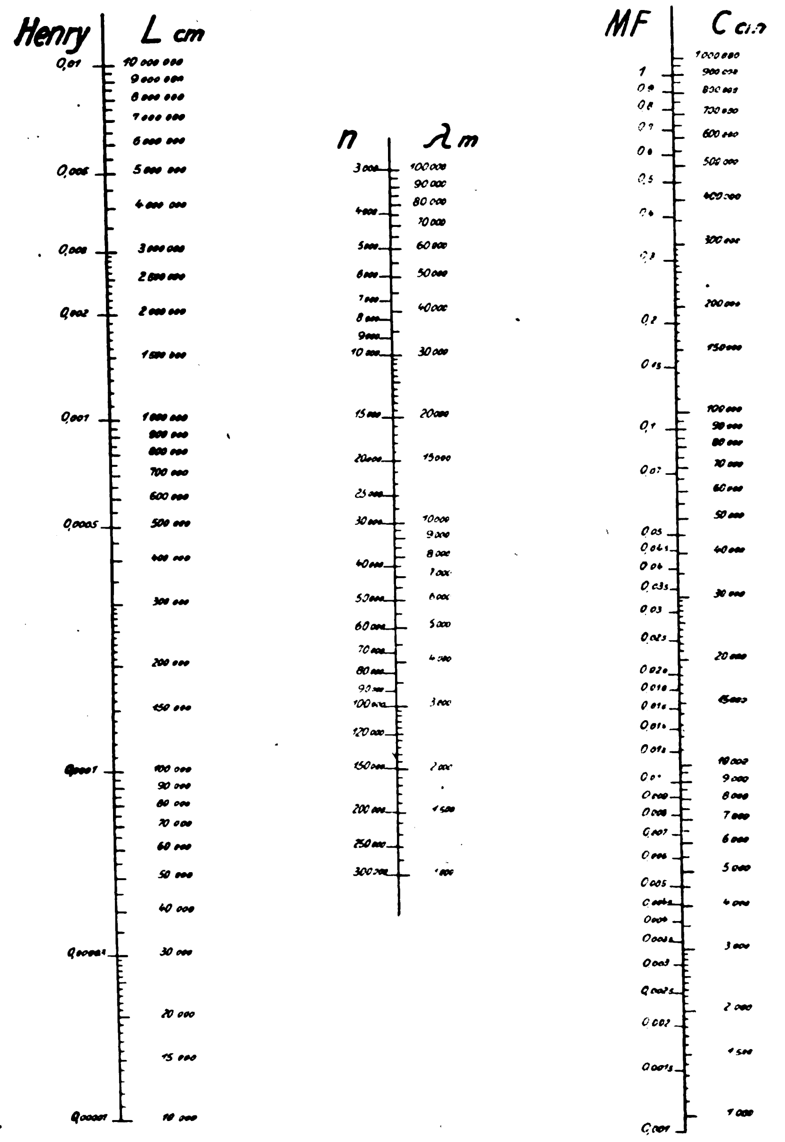


Fig. 2.

in der Hauptsache zunächst zugeschnitten auf die Verhältnisse bei Großstationen mit Flächenantennen (die eingeklammerten Werte gehören zusammen und beziehen sich auf die kleineren Werte).

Die Tafel rechts in Fig. 1 bezieht sich auf Gleichung (1), die beiden Tafeln in der Mitte von Fig. 1 auf Gleichung (2) und (3). Die Tafel links dient zur Bestimmung des Strahlungswiderstandes nach der Formel

$$R_{\Sigma} = 160\pi^2 \cdot \frac{H^2}{\lambda^2}$$

In Fig. 2 ist noch eine Tafel zur Auswertung der Thomsonschen Wellenlängenformel ausgeführt.

Beispiele.

1. Eine Großstation mit einer Antennenkapazität von 30000 cm erzeugt bei 2,5 Ohm Antennen- und Erdwiderstand und 400 kW Antennenenergie 72000 Meterampere. Es soll untersucht werden, wieviel Meterampere erhalten werden, wenn der Antennenwiderstand auf 0,5 Ohm herabgedrückt wird. Welche maximalen Wellenlängen können ausgesandt werden?

Totalwiderstand R Ohm	J Amp.	Meterampere	Größte zulässige Welle bei 160000 Volt Spannungsgrenze m
2,5	400	72 000	25 200
2,0	447	80 000	22 400
1,5	515	92 000	19 600
1,0	633	114 000	15 800
0,5	895	165 000	11 200

2. Es soll eine Antennenanlage für 200000 Meterampere 200000 Volt Spannung und 20000 m Welle projektiert werden.

Wirks. Antennenhöhe m	J Amp.	C cm	Antennenkilowatt		
			bei $R = 0,5$	0,75	1,0 Ohm
250	800	38 000	320	480	650
200	1000	47 000	500	750	1000
150	1330	62 000	880	1320	1760

Über den Entwurf von Spulen zum Empfang in der drahtlosen Telegraphie.[1])

Von **Herbert Hoffmann.**

(Mitteilung aus den Laboratorien der Torpedo- und Minen-Inspektion in Kiel.)

Beim Entwurf einer Empfangsspule kommt es darauf an, daß die induzierte E.M.K. möglichst groß wird. Man wird also bestrebt sein, das Produkt aus Fläche und Windungszahl bei einer gegebenen Selbstinduktion, die durch die zu empfangende Wellenlänge bestimmt ist, so groß als möglich zu machen. Im folgenden soll ein Überblick gegeben werden, wie die zu erwartende Empfangslautstärke mit den Spulendimensionen zusammenhängt.

Legt man die Selbstinduktionsformel von Lord Rayleigh[2]) zugrunde, die ohne Berücksichtigung der Korrektionsglieder eine für vorliegende Zwecke genügende Annäherung ergibt, so erhält man für die Windungszahl n den Ausdruck:

$$n = \sqrt{\frac{L}{4\pi r\left(\ln\frac{8r}{b} - \frac{1}{2}\right)}}$$

Es bedeuten r den Radius und b die Wicklungsbreite der zunächst kreisförmig gedachten Empfangsspule. Der Faktor $\sqrt{\frac{L}{4\pi}}$ ist als Konstante zu betrachten, da die Selbstinduktion L unter Annahme einer Mindestkapazität, die teils in der Spule selbst, teils in den Zuleitungen und Abstimmitteln liegt, durch die aufzunehmende Wellenlänge festgelegt ist. Man kann also schreiben:

$$n = k \cdot \sqrt{\frac{1}{r \cdot \left(\ln\frac{8r}{b} - \frac{1}{2}\right)}} = k \cdot x$$

wobei

$$x = \sqrt{\frac{1}{r\left(\ln\frac{8r}{b} - \frac{1}{2}\right)}}$$

1) Infolge der Verhältnisse konnte vorstehende Arbeit, die als Zusatz zu der Abhandlung: Hoffmann, Über die Verwendung von Spulen an Stelle von Antennen in der drahtlosen Telegraphie, d. Jahrbuch Bd. 16, 1920, S. 31, gedacht war, erst jetzt zum Abdruck kommen.

2) Vgl. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Telegr., 2. Aufl., S. 471.

Die induzierte E.M.K. E und damit die Lautstärke ist proportional der Spulenfläche und der Windungszahl, also proportional $n r^2$. Führt man für n seinen oben gefundenen Wert ein, so erhält man:

$$E = C \cdot n r^2 = C \cdot r^2 \cdot k \cdot \sqrt{\frac{1}{r\left(\ln \frac{8r}{b} - \frac{1}{2}\right)}} = C \cdot k \cdot r^2 \cdot x$$

setzt man $r^2 x = y$ und faßt die Konstanten zu K zusammen, so wird

$$E = K \cdot y$$

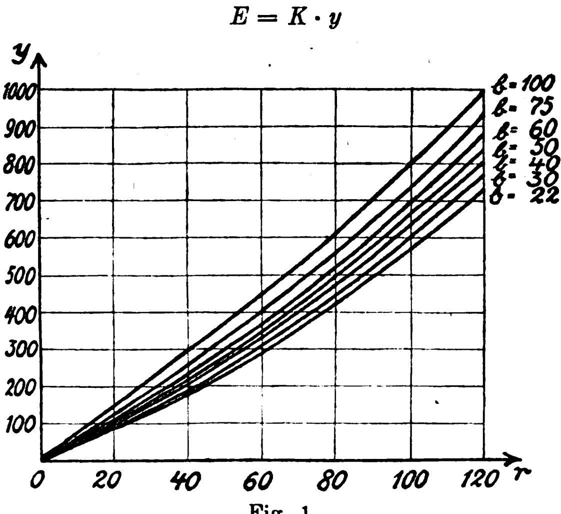


Fig. 1.

In den Abbildungen 1 und 2 sind die berechneten Werte von x und y in Abhängigkeit von r für einige Wicklungsbreiten aufgetragen. In allen Fällen läßt sich y in großer Annäherung durch eine Exponentialfunktion von r darstellen. Für die einzelnen Wicklungsbreiten erhält man deshalb folgende Näherungsgleichungen:

$$\begin{aligned}
b &= 22 \quad y = 1{,}22 \cdot r^{1,330} \\
b &= 30 \quad y = 1{,}44 \cdot r^{1,310} \\
b &= 40 \quad y = 1{,}61 \cdot r^{1,300} \\
b &= 50 \quad y = 2{,}36 \cdot r^{1,224} \\
b &= 60 \quad y = 2{,}85 \cdot r^{1,193} \\
b &= 75 \quad y = 3{,}10 \cdot r^{1,190} \\
b &= 100 \quad y = 4{,}58 \cdot r^{1,123}
\end{aligned}$$

Man erkennt, daß der Exponent immer größer ist als 1. Eine Vergrößerung der Spulenfläche wird immer wirksamer sein als die

Vergrößerung der Windungszahl allein; eine Spule mit größerer Fläche wird nicht ersetzbar sein durch eine solche kleinerer Fläche und dementsprechend größerer Windungszahl, wenn es sich in beiden Fällen um dieselbe Wellenlänge handelt.

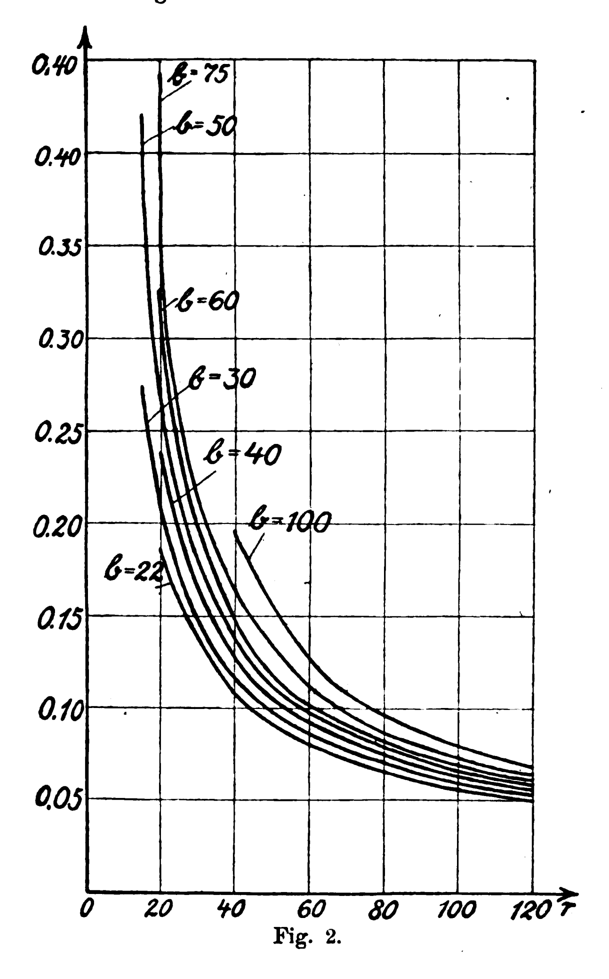


Fig. 2.

Die Verwendung der Kurven zum Entwurf einer Empfangsspule sei in einem Beispiel gezeigt:

Es sei eine Spule zu entwerfen für eine Wellenlänge von 2000 bis 6000 m. Sie soll eine Breite von 30 cm haben. Wir wollen als kleinste Kapazität 300 cm annehmen, die teils in der Wicklung selbst,

teils in den Leitungen und im Abstimmkondensator liegt. Nach der Thomsonschen Formel erhält man für die Selbstinduktion:

$$L = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 \cdot C} = \frac{4 \cdot 10^6 \cdot 10^4}{4\pi^2 \cdot 300} = 3{,}37 \cdot 10^6 \text{ cm}$$

Wählt man zunächst den Spulenradius zu 60 cm, so findet man auf der Kurve für $b = 30$:

$$y = 315$$
$$x = 0{,}087$$

Daraus folgt:

$$n = k \cdot x = \sqrt{\frac{3{,}37 \cdot 10^6}{4\pi}} \cdot 0{,}087 = 46$$

Diese 46 Windungen müssen also in gleichen Abständen auf einer Wicklungsbreite von 30 cm untergebracht werden, es würde sich demnach ein Drahtabstand von:

$$\frac{30}{46} = 0{,}65 \text{ cm}$$

ergeben.

Hätte man $r = 50$ cm statt $r = 60$ cm gewählt, so hätte man $y = 250$ aus der Kurve gefunden. Da y ein Maß für die Lautstärke ist, so würde diese jetzt nur noch

$$\frac{250}{315} \cdot 100 = 80\,\%$$

der vorher ermittelten betragen. Für die Bestimmung der Windungszahl fände man

$$x = 0{,}098$$

und damit

$$n = 52$$

Hätte man jedoch als Wicklungsbreite 50 cm zugelassen, so wäre für $r = 60$ cm $y = 360$, $x = 0{,}1$ und daher $n = 52$. Die Lautstärke wäre jetzt um

$$\frac{360 - 315}{315} \cdot 100 = 14\,\%$$

größer als im ersten Falle. Hier würde der Windungsabstand

$$\frac{50}{52} \text{ ungefähr} = 1 \text{ cm}$$

betragen.



Um vorstehende Betrachtungen auch auf Spulen anderer Form, besonders quadratische bzw. rechteckige, benutzen zu können, vergleiche die Arbeit „Über die Verwendung von Spulen an Stelle von Antennen beim Empfang in der drahtlosen Telegraphie“, woraus hervorgeht, daß man im allgemeinen bei vielen Windungen die rechteckige Spule wie eine kreisförmige gleicher Fläche behandeln kann, sobald es sich um einigermaßen große Windungszahlen handelt.

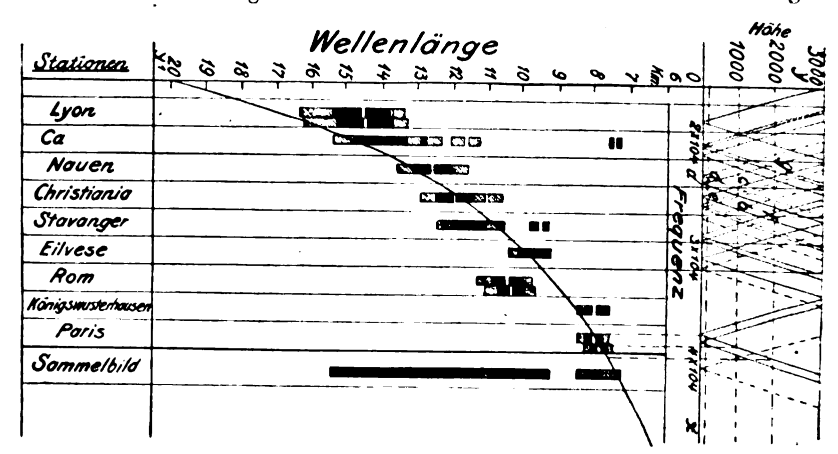
Ein Bild des europäischen Radiogroßverkehrs.

Von **A. H. de Voogt.**

Es wird immer schwerer den Betrieb auf den Großempfangsstationen störungsfrei zu halten.

Der Wellenbereich von 7—17 km ist fast ganz ausgenützt und die Arbeitszeiten der Großstationen dehnen sich immer mehr aus.

Für eine künftige Radiokonferenz wird diese Sache eine wichtige



Diskussion hervorbringen und eine graphische Übersicht des europäischen und amerikanischen Radiogroßverkehrs könnte vielleicht nützlich sein. —

In der Zeichnung wird als Abszisse OX abgetragen die Frequenz der Überlagerungswelle und als Ordinate OY die Frequenz des Schwebungstones. Eine Station mit z. B. einer Wellenlänge 12000 m (Frequenz 23800) gibt mit einer Überlagerungsfrequenz 24800 (Welle 12096 m) einen Schwebungston 1000.

Man findet auf diese Weise den Punkt *b*. Für eine stetige Änderung der Überlagerungswelle entstehen die bekannten Tonspektren, welche von den fallenden und steigenden Geraden $f b a$ und $a e g$ angegeben werden.

Jede Station gibt ein paar Geraden und für jede Überlagerungswelle kann man die Tonhöhe bestimmen, mit welcher eine oder mehrere Stationen zugleich empfangen werden.

Mit Hilfe von einem Teile der gleichseitigen Hyperbel in $X O Y'$ findet man auf $O Y'$ die zugehörige Wellenlänge. Für jede Station sind nun in $X O Y'$ Blöckchen gezeichnet, welche den Wellenbereich angeben, worin Schwebungsempfang von dieser Station ausgeübt werden kann. Schwarz ist der Teil, wo ein guter Empfang möglich ist, oder auch, wo die Station als Störer auftreten kann; gestrichelt ist der Wellenbereich, wo die Station noch hörbar ist, aber nicht mehr stört.

Die Höhe der Blöckchen ist in gewissem Maße abhängig von der Lautstärke der betreffenden Station und kann auch experimentell festgestellt werden. Für die stärkeren Stationen müssen also die Geraden $f g$ und $b c$ nach oben und $d e$ nach unten geschoben werden.

Jede einwellige Sendestation gibt ein Paar Blöckchen; eine Bogenstation mit Verstimmungswelle gibt zwei Paare Blöckchen; eine mit unsauberen Steuerfunken arbeitende Station gibt längere Blöckchen.

In der letzten Spalte ist ein Sammelbild gegeben, das also gültig ist für einen bestimmten Zeitraum und Anzahl Radiostationen.

In der Praxis wird wohl e i n ähnliches Bild genügen für ganz Europa, um eine Übersicht zu gewinnen der Betriebsmöglichkeit des Radiogroßverkehrs.

Beschreibung eines 100-Watt-Senders.

Mitteilung aus dem Laboratorium der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H.)

In Handels- sowie Schiffahrtskreisen hat sich das Bedürfnis gezeigt, an Stelle der bisher üblichen Funkensender neuerdings Sender, die nach dem System der ungedämpften Schwingungen gebaut sind, zu verwenden. Da man beim Empfang, der durch diesen Sender ausgesandten ungedämpften Wellen durch Ausnutzung des Interferenzempfangs viel größere Reichweiten erreichen kann, wie mit den bisherigen alten Systemen mit ungedämpften Schwingungen, kann man jetzt mit viel kleineren Senderleistungen auskommen als bisher. Die Firma Dr. Erich F. Huth hat nun für diese Zwecke, außer anderen

Sendern größerer Leistung, einen kommerziellen Sender entwickelt, der eine Leistung von 100 Watt in den Luftdraht abzugeben vermag. Er ist nach den neuesten Gesichtspunkten der Technik gebaut, und den praktischen Bedürfnissen in bezug auf einfachste Bedienung angepaßt. Auch in diesem Sender ist, wie in allen der von der oben genannten Firma gebauten, die Huth-Kühn-Schaltung angewandt.

Der Sender, bei einem stetigen Wellenbereich von 350—1000 m ist für Telephonie und Telegraphie eingerichtet. Die ganze Apparatur

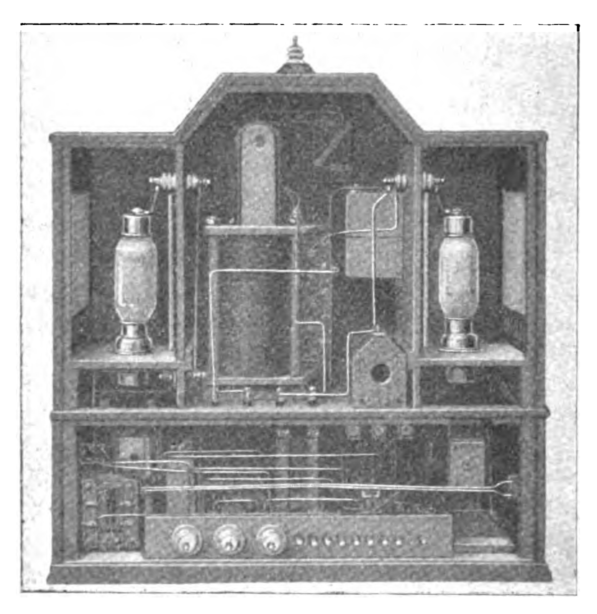


Fig. 1. 100-Watt Sender (geöffnet).

ist in einem schrankartigen Holzkasten eingebaut, dessen unterer Teil sämtliche für die Schwingungserzeugung und Telephoniebeeinflussung erforderlichen Teile enthält, während im mittleren oberen Teil sich der komplette Antennenkreis und seitlich davon links die Schwingungslampe und rechts die Telephoniebeeinflussungslampe befindet. Von vorn gesehen sieht man im unteren Teile links den Einstellknopf für den Gitterkreis von einer Skala umgeben, auf der die einzustellenden Wellenlängen eingraviert sind. Darunter befindet sich ein Stecker, der nach links oder rechts herum eingelegt werden kann und dadurch die beiden Gitterbereiche schaltet. In der Mitte befindet sich das Antennen-Amperemeter. Rechts ist ein Schalter eingebaut, der es

gestattet, den Sender entweder auf Telegraphie oder auf Telephonie zu schalten. Unter diesem Schalter sieht man einen kleinen Druckknopf, der dazu dient, den Sender beim Abstimmen in Betrieb zu setzen. Der obere mittlere Teil, in dem der Antennenkreis untergebracht ist, hat eine Stöpselplatte, auf der zwei Reihen Steckkontakte nebeneinander angebracht sind. Die linke Stöpselreihe dient dazu, die Kopplung des Senders einzustellen, während die rechte es gestattet, die verschiedenen Wellenstufen der Antennenabstimmung zu wählen.

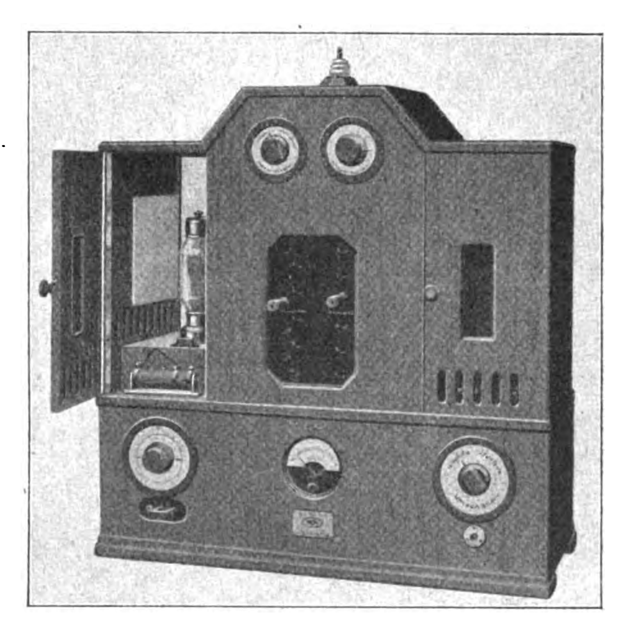


Fig. 2. 100-Watt-Sender (geschlossen).

Über dieser Stöpselplatte befinden sich noch zwei Handgriffe, von denen der linke dem Schalter zum Ein- und Ausschalten der Verkürzungskapazität dient, während der rechte das Antennenvariometer, das die Wellenstufen der Antennenabstimmung überbrückt, betätigt.

Sämtliche Anschlußklemmen für die Hochspannung, die Erde, das Mikrophon sowie der Taste befinden sich in der rückseitigen Wand des Senders. Die Antennendurchführung dagegen in der Mitte oben des Antennenteilaufbaues. Die seitlichen Kammern, in denen sich die Lampen befinden, sind mit Türen versehen, um das Auswechseln der Lampen auf einfache Art zu ermöglichen.

Durch die Verwendung der Huth-Kühn-Schaltung ist die Bedienung des Senders die denkbar einfachste. Man stellt in dem gewünschten Gitterbereich mit dem Drehgriff unten links die auszusendende Welle ein, schaltet den Umschalter zuerst auf „Telegraphie", steckt nach einer mitgelieferten Tabelle den Antennen- sowie Kopplungsstöpsel in das auf der Tabelle für die auszusendende Welle angegebene Steckerloch und stimmt, indem man die Abstimmtaste drückt, mit dem Antennenvariometer nach, bis das Amperemeter den größten Strom zeigt. Will man telegraphieren, so ist der Sender jetzt betriebsbereit; will man dagegen telephonieren, so hat man nur noch den Umschalter von der Telegraphiestellung in die Telephoniestellung zu bringen und kann nun ohne weiteres über das mitgelieferte Mikrophon den Sender besprechen.

Die Reichweiten des Senders sind je nach der Antennenhöhe für Telegraphie etwa 250 bis 300 km über Land, für Telephonie etwa 100 bis 150 km über Land. Über See und bei Nacht, sowie mit der großen Schiffsantenne erhöhen sich diese Reichweiten bedeutend.

Referate.

R. Mesny, Mesures de rayonnement. L'onde électrique: 1. 54. 1922.

Die Ausmessung eines Strahlungsfeldes kann mit Hilfe eines zu dem Feld senkrecht gestellten Rahmens geschehen, in dem ein dem Feld entsprechender Strom i induziert wird. Ist R der Widerstand des Kreises, f die Frequenz und S die Fläche des Rahmens, so ist die Amplitude des Magnetfeldes:

$$H = \frac{i \cdot R}{S \cdot \omega} = \frac{i \cdot R}{2\pi S \cdot f}\ .$$

Das Prinzip der Messung von i ist folgendes. Der im Empfangskreis induzierte Strom wird verstärkt (was quantitativ erfolgen muß. D. Ref.) und an einem Zeigerinstrument abgelesen. Wenn der Sender schweigt, wird durch einen am Ort des Empfangs aufgestellten kleinen Hilfssender, der mit dem Rahmen variabel gekoppelt ist, ein gleich großer Ausschlag im Instrument hergestellt. Aus dem Strom I des Hilfssenders und dem Kopplungsgrad läßt sich der Strom i im Empfangsrahmen ermitteln.

Aufbau der Apparatur s. Fig. 1. Der Heterodynsender E

erregt einen Kreis F, welcher die Schwingung von Oberwellen befreien soll; der Sinusstrom wird mit Thermoelement (T) und Galvanometer M gemessen. Er beträgt zwischen 5 und 15 Milliampere. Mit Hilfe der Kopplungsspule b_1, b_1', b_2 und b_2', deren gegenseitiger Induktionskoeffizient in Abhängigkeit von der Stellung bekannt ist, wird die Schwingung auf den Empfangsrahmen C übertragen. Sender und Spulen sind in Faradaykäfige und Metallhüllen eingeschlossen.

An den Rahmen C ist ein Verstärker A angeschlossen, der zu einem Tonkreis S und von diesem zu einem Röhrenvoltmeter VA

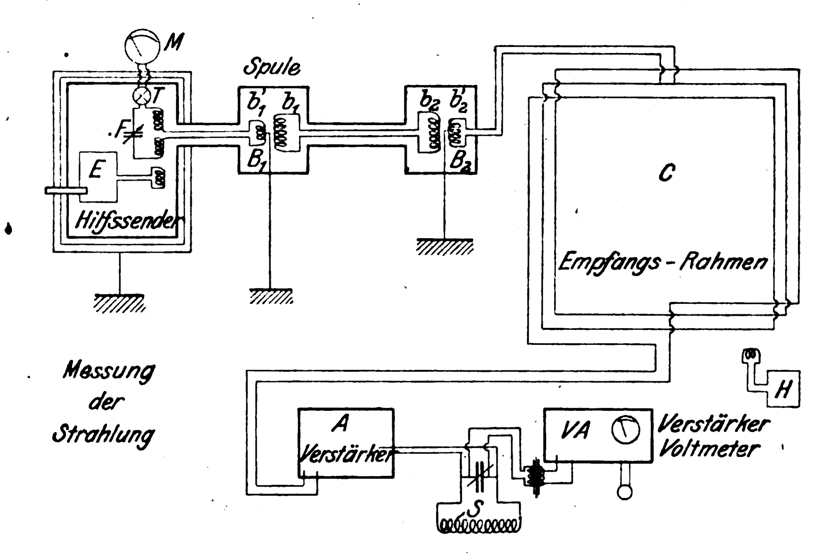


Fig. 1.

führt, wie es von Abraham beschrieben wurde. Ein Heterodynsender H vervollständigt die Anordnung.

Die Kopplung des Kreises F mit dem Rahmen. Es seien M_1 und M_2 die maximalen gegenseitigen Induktivitäten der Variatoren B_1 und B_2, α_1 und α_2 die Drehwinkel derselben, L_1 und R_1 Induktivität bzw. Widerstand des aperiodischen Kreises b_1' und b_2', L und R Induktivität bzw. Widerstand des Rahmens, I der Strom in F, i der Strom im Rahmen, ω die Kreisfrequenz F.

Sind B_1 und B_2 eingeschaltet, so ist

$$\frac{i}{I} = \frac{M_1 M_2 \omega^2 \sin \alpha_1 \sin \alpha_2}{\sqrt{(M_2{}^2 \omega^2 + R_1 R)^2 + L_1{}^2 \omega^2 R^2}} = A_1 \sin \alpha_1 \sin \alpha_2, \quad (1)$$

wird dagegen nur B_2 benutzt, so gilt:

$$\frac{i}{I} = \frac{M_2\,\omega\,\sin\alpha_2}{R} = A_2\,\sin\alpha_2\,. \tag{2}$$

Unter den gegebenen Verhältnissen war

$$M_1 = M_2 = 4\,\mu\,H \qquad L_1 = 32\,\mu\,H \qquad R_1 < 1\,\Omega \qquad R < 40\,\Omega,$$

also

$$\frac{i}{I} = \frac{M_1\,M_2\,\omega\,\sin\alpha_1\,\sin\alpha_2}{L_1 R}\,. \tag{1'}$$

Man ist in der Lage, die im Rahmen induzierten Hilfsströme im Verhältnis 1 : 9000 zu verändern.

Infolge der Konstruktion der Spulen genügt es, sie nur für eine Lage zu eichen, z. B. für $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^0$, wenn man geprüft hat, daß der Induktionskoeffizient wirklich dem Kosinus des Drehwinkels proportional ist.

Eichung der Kreise. Ist $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^0$, so ist nach (1) und (2)

$$\frac{i_1}{I} = \frac{M_1\,M_2\,\omega^2}{\sqrt{(M_2{}^2\,\omega^2 + R_1\,R)^2 + L_1{}^2\,\omega^2\,R^2}} = A_1$$

und

$$\frac{i_2}{I} = \frac{M_2\,\omega}{R} = A_2\,.$$

Man kann das System durch Messung von I eichen. i_2 kann so große Werte annehmen (etwa 1 mA), daß man mit Thermoelement und Galvanometer messen kann. Man erhält $\frac{i_2}{I} = A_2$. Sodann wird $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^0$ gewählt und einmal mit B_1 und B_2 zusammen ein Strom, das andere Mal mit B_1 allein derselbe Strom am Verstärkervoltmeter eingestellt, wobei α_2 einen bestimmten Winkel einnimmt, der dadurch bestimmt ist, daß

$$\sin\alpha_2 = i_2 = \frac{A_1}{A_2}$$

ist; da

$$i_1 = i_2$$

wird

$$A_1 = \sin\alpha_2\,A_2\,.$$

Die Beobachtung geschieht in der Weise, daß man mit dem Hilfssender auf den Interferenzton abstimmt, auf den einerseits wieder der Tonkreis S abgestimmt ist. Man hat dann in F die Frequenz der untersuchten Station. Nachdem die Station aufgehört hat zu

senden, und der Ausschlag, den die Station am Verstärkervoltmeter VA verursacht hat, notiert ist, wird mit Hilfe von B_1 und B_2 auf gleichen Ausschlag eingestellt. Es ist dann i zu ermitteln aus

$$i = A_1 \cdot I \cdot \sin \alpha_1 \sin \alpha_2$$

oder

$$i = A_2 \cdot I \cdot \sin \alpha_2 .$$

Die Beobachtung kann auch bei kurzen Zeichen vorgenommen werden. Robert Jaeger.

M. Latour, Radioéléctricité III, 31 D., 1922, Nr. 2: La téléphonie sans fil. Verf. verweist in einem Schreiben an die Redaktion auf die von Malgorn (Radioélectricité 1920, S. 266) beschriebenen Schaltungen, die bereits am 30. Nov. 1916 von Latour selbst angegeben wurden. Zum Nachweis zitiert Verf. seine Beschreibung eines Telephoniesenders mit vier Röhren wörtlich. Robert Jaeger.

S. Rschewkin und **B. Wwedensky**, Die Messung von Kapazitäten und großen Widerständen mittels intermittierender Röhrengenerators. Phys. Ztschr. **23**, S. 150—153, 1922. Legt man in den Gitterkreis eines Röhrensenders einen Kondensator C mit einem Nebenschluß R, so setzen die Schwingungen periodisch mehr oder weniger lange Zeit aus. Die Schwingungen bewirken nämlich wegen der einseitigen Leitfähigkeit des Gitterkreises eine negative Aufladung $-Q$ des Kondensators. Das Gitter hat dann ein negatives Potential $-V = -\frac{Q}{C}$, bei dem die Schwingungen nur bis zu dem Grenzwert $-V_0$ bestehen können und nach dessen Erreichen erlöschen. Jetzt entlädt sich der Kondensator C durch den Widerstand R, bis seine Spannung den für das Einsetzen der Schwingungen möglichen Wert $-V_x$ erlangt hat. Ist die Zeit des Schwingungszustandes klein gegen die Zeit des Entladungszustandes, dann ist

$$-V_x = -V_0 \, e^{-\frac{t}{RC}}$$

und daher die Dauer des Entladungsvorganges und des Aussetzens der Schwingungen $t = -R \cdot C \cdot \frac{V_x}{V_0}$. Diese Beziehung wurde experimentell für $t \sim 20$ sec geprüft und bestätigt. Bei gleichbleibenden R und C

nehmen die Werte für t mit der Senderfrequenz zu. Die Erscheinung wird im Anschluß an Vallauri (Jahrb. **12**, S. 349, 1917) und Harms (Jahrb. **15**, S. 442, 1920) erklärt. Es stimmen die beobachteten Werte der Spannung V_x mit der berechneten Gitterspannung hinreichend überein.

Die Dauer des Entladungsvorganges ist nach obiger Gleichung proportional dem Widerstand R und der Kapazität C und wurde für die Werte von C zwischen 0,2 und 1,5 μF und für die Werte von R zwischen $5 \cdot 10^5$ und 10^{11} Ohm experimentell geprüft und bestätigt. Auf Grund dieser linearen Beziehung ist es möglich Kapazitäten und Widerstände passender Größe zu messen. Von den Verfassern wird die Empfindlichkeit der Methode als ausreichend zur Untersuchung des lichtelektrischen Effektes, photochemischer Reaktionen und radioaktiver Stoffe angesehen. Bei Verstärkern liegt häufig zur Erzielung möglichst großer Verstärkung parallel zu einem möglichst kleinen Gitterkondensator ein möglichst großer Widerstand (Barkhausen, Jahrb. **15**, S. 82, 1920). Die Größen dieser Kapazität nebst Nebenschluß müssen jedoch so bemessen sein auf Kosten der Verstärkung, daß keine intermittierende Schwingungserzeugung auftreten kann.

Ernst Lübcke.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Schwingungserzeugung und Telephoniesender mit Glühkathodenröhren.

Britische Patentschrift 146708. John Scott-Taggart, veröffentlicht 5. 8. 20. Diese Patentschrift beschreibt zunächst verschiedene Bauarten von Vakuumröhren mit zwei Anoden von zylindrischer Form, denen eine gemeinsame Glühkathode in Form eines axial zu den Zylinderanoden angeordneten geradlinig ausgespannten Glühdrahtes zugeordnet ist. Diese Röhre soll zur Gleichrichtung von Wechselströmen verwendet werden. Fig. 1 zeigt eine solche Gleichrichterröhre, bei der 1 der geradlinige Glühkathodendraht und 6, 7 die beiden zylinderförmigen Anoden von gleichem Durchmesser sind. Fig. 2 zeigt die Schaltung einer solchen Gleichrichterröhre; eine Wechselstromquelle 1 speist dort über den Transformator 2 und den Vorschaltwiderstand 4 die Glühkathode 3, doch kann an Stelle dieser Wechselstromheizung auch eine Heizung aus einer Akkumulatorenbatterie treten. Die Wechselstromquelle 1 speist aber auch über den Taster oder Schalter 5

die Primärspule 16 eines Transformators, dessen beide Sekundärspulen 6 und 7 mit den einen Enden 8 und 9 über den Kondensator 10 und

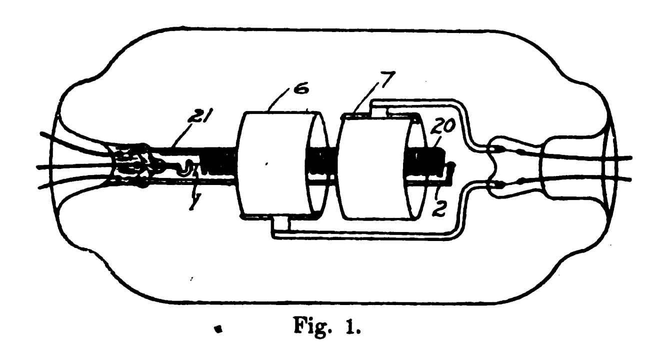


Fig. 1.

den durch 11 dargestellten Nutzkreis, der mit Gleichstrom gespeist werden soll, mit der Glühkathode verbunden sind, während ihre anderen

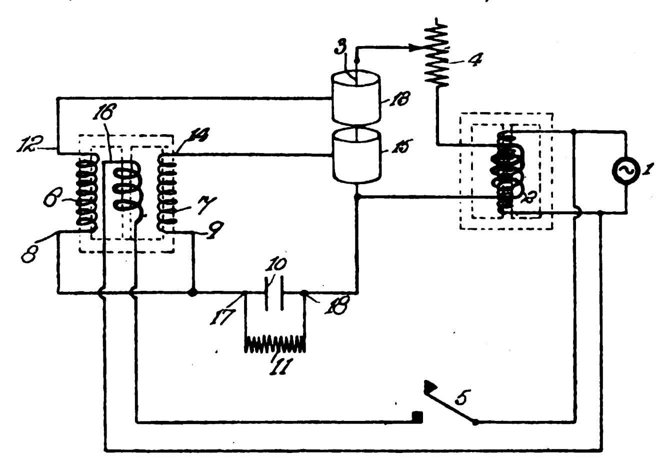


Fig. 2.

Enden 12, 14 mit je einer der beiden Anoden 13, 15 verbunden sind. Beim Schließen des Schalters 5 fließt dann durch 11 ein gleichgerichteter Strom.

Für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, Telephonie und Hochfrequenzerzeugung kann aber die Röhre außerdem noch mit einem den Glühdraht konzentrisch umgebenden Gitterdraht versehen werden, wie dies in Fig. 3 dargestellt ist, wo 20 diese Gitterspirale darstellt. Eine solche Röhre kann dann dazu verwendet werden, aus Wechselstrom

unmittelbar ungedämpfte Hochfrequenzströme zu erzeugen, ohne daß eine Vorschaltung eines Glührichters erforderlich wäre. Fig. 4 zeigt

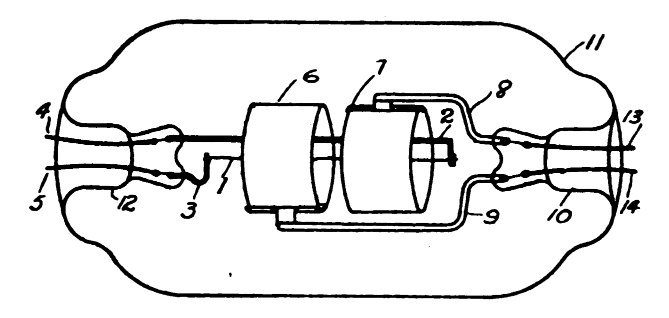


Fig. 3.

diese Schaltung, wobei zur Ermöglichung einer klaren Darstellung die Anoden 12, 13, das Gitter 16 und die Glühkathode 3 nicht konzentrisch zueinander, angeordnet, sondern nebeneinander liegend

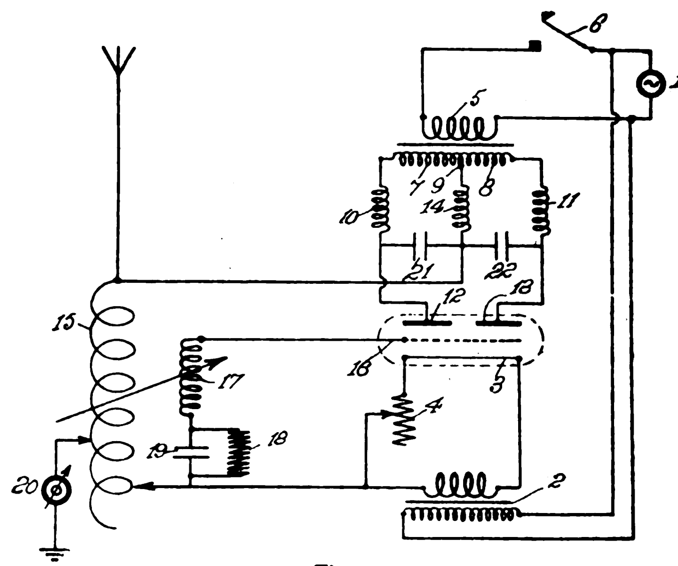


Fig. 4.

dargestellt sind. 1 ist eine Wechselstromquelle, die über den Transformator 2 und den Vorschaltwiderstand 4 die Glühkathode speist, doch kann auch hier diese Heizung durch Akkumulatoren erfolgen.

Die Wechselstrommaschine 1 speist andererseits über den Morsetaster oder Schalter 6 die Primärspule 5 eines Transformators. Die beiden Hälften der Sekundärspule 7 und 8 sind über die Induktanzen 10, 11, 14 an die Kondensatoren 21, 22 gelegt; der beiden Kondensatoren gemeinsame Pol ist über die Antennenspule 15 an die Glühkathode 3 gelegt, während die beiden freien Pole der Kondensatoren an je eine der beiden Anoden 12, 13 angeschlossen sind. 17 ist die Rückkopplungsspule und 18 ein den Gitterkreiskondensator 19 überbrückender Widerstand.

Britische Patentschrift 161115. Horace Leslie Crowther und Walter Makower, veröffentlicht 28. 4. 21. Um Glühkathodenröhren

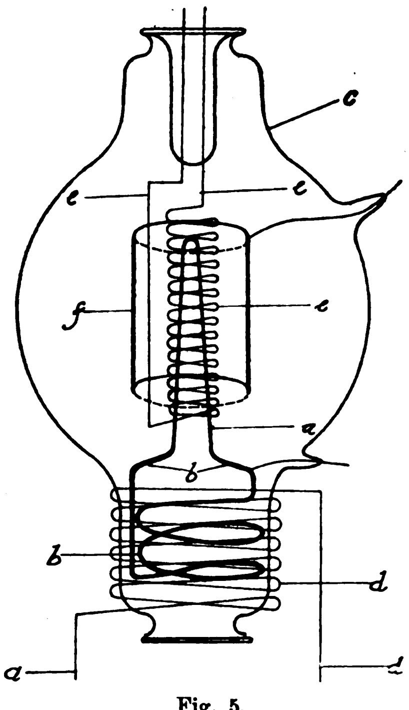


Fig. 5.

mit großer Oberfläche der Glühkathode herzustellen, soll die Glühkathode in den Stromkreis einer Induktionsspule von niedrigem inneren Widerstand geschaltet werden, die den Sekundärkreis eines Transformators bildet, dessen Primärspule außen um den Sockel der Röhre gelegt ist und von hochfrequentem Wechselstrom gespeist wird, z. B.

von 100000 Wechseln, während dann in der Sekundärspule Ströme von 10 Amp. induziert werden können. Fig. 5 zeigt eine solche Röhre in einem Ausführungsbeispiel. *b b* ist die Glühkathode mit der induzierten Spule, *d d* die außen um den Röhrensockel gelegte induzierende Spule. Auf diese Weise können also Glühkathoden von sehr großer Emissionsfläche hergestellt werden, während bei den sonst gebräuchlichen Röhren die Durchführung der erforderlichen starken Heizströme durch die Glaswandung große Schwierigkeiten machen würde.

Britische Patentschrift 165824. Henry Joseph Round in London, veröffentlicht 4. 8. 21. Bei dieser Röhre liegt die Anode innerhalb des Gitters und die Glühkathode außerhalb desselben. Die Anode ist dabei hohl und es sind Mittel vorgesehen, um die Anode durch Durchleiten von Kühlmitteln, z. B. Luft, Wasser oder Öl, zu kühlen. Fig. 6

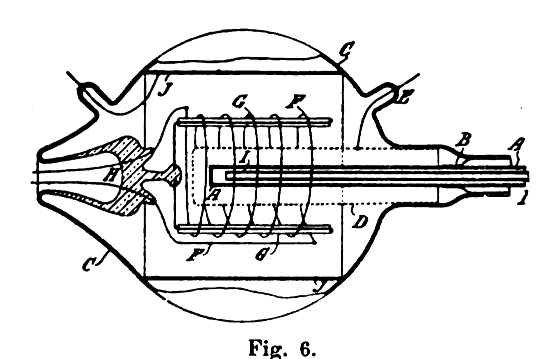


Fig. 6.

zeigt diese Röhrenkonstruktion. *A* ist eine hohle Metallröhre, die bei *B* in das Glasgefäß *C* eingeschmolzen ist und als Anode dient. Durch die Röhre *I* kann Kühlluft, Wasser oder Öl in das Innere der Anodenröhre *A* eingeführt und so die Anode gekühlt werden. *D* ist das Gitter, *F* der Draht der Glühkathode, der über Stützen *G* gewunden ist. *J* ist ein Käfig oder Metallschutz, der das Ganze umgibt und verhindern soll, daß die Emissionsströme die Glaswandung treffen. Gegebenenfalls kann dieser Metallschutzkäfig mit einer negativen Ladung versehen werden.

Britische Patentschrift 127008. Société Française Radio-Electrique, Paris, veröffentlicht 19. 6. 19. Zwecks Übertragung der Sprache wird das Mikrophon 12 in Fig. 7 in Hintereinanderschaltung mit einer Induktanz 10 parallel zu einem Kondensator 11 geschaltet und zwischen Gitter 3 und Glühkathode 4 der mit Rückkopplung 16 arbeitenden

Röhren gelegt. Die Röhren können entweder mit Gleichstrom betrieben werden, wobei dann nur eine Röhre vorhanden zu sein braucht, oder es kann auch Mehrphasenstrom als Betriebsstrom verwendet werden,

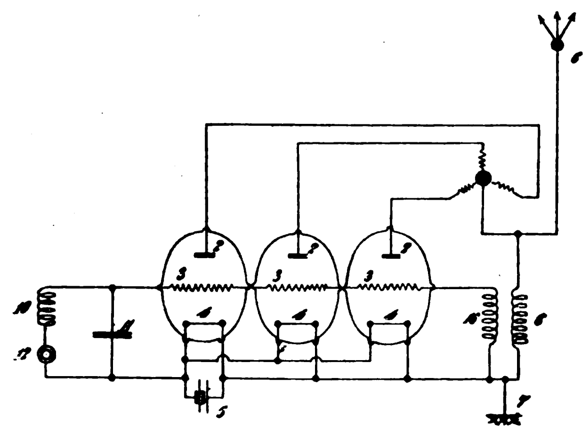


Fig. 7.

wobei dann, wie dies in Fig. 7 dargestellt ist, eine der Anzahl der Phasen entsprechende Anzahl von Röhren verwendet wird.

Britische Patentschrift 155854. William Henry Eccles und Frank Alfred Jordan, veröffentlicht 27. 1. 21. Um mit Hilfe einer Relaisröhre

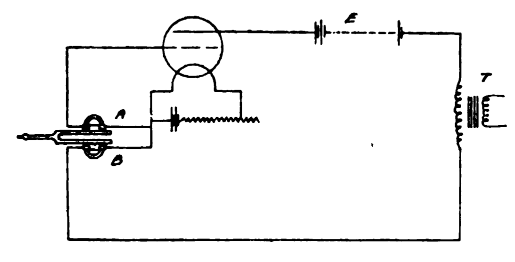


Fig. 8.

Wechselströme von ganz bestimmter Frequenz bis zu ganz niedrigen Frequenzen zu erzeugen, wird das Gitter der Röhre mit mechanisch erzeugten Wechselströmen erregt. Z. B. zeigt Fig. 8 eine Erregung unter Verwendung einer Stimmgabelinduktionsvorrichtung *AB*, es können aber statt dessen Anordnungen nach Art einer Wechselstromsirene verwendet werden. Die Patentschrift beschreibt eine ganze Reihe derartiger und auf ähnlichem Prinzip beruhender Anordnungen.

Britische Patentschrift 163725. Harry Louis d'Estoteville Skipwith und Cecil Lewis Fortescue, veröffentlicht 23. 6. 21. Zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen wird mehrphasiger Wechselstrom als Be-

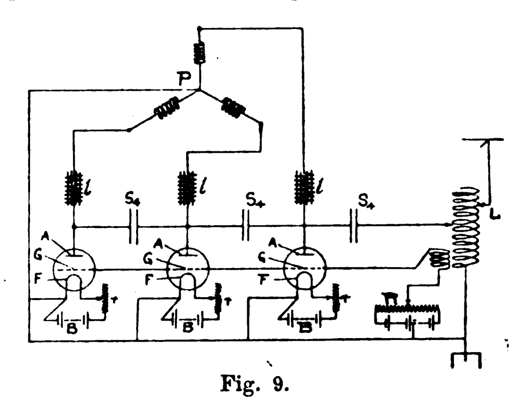


Fig. 9.

triebsstrom verwendet und eine der Anzahl der Phasen des Mehrphasenstromes entsprechende Anzahl von Generatorröhren. Fig. 9 zeigt diese Schaltung in einem Beispiel, dessen Wirkungsweise hiernach ohne weiteres verständlich sein dürfte.

Die British Thomson Houston Co. hat sich mehrere britische Patente erteilen lassen auf Anordnungen zur Schwingungserzeugung und der drahtlosen Telephonie, welche auf dem Prinzip des **Magnetrons** beruhen; vgl. hierzu Jahrb. **19**, 209 u. folg. Zu erwähnen ist davon zunächst die britische Patentschrift 168947, veröffentlicht 13. 10. 21. Die dort beschriebene und dargestellte Schaltung zur Schwingungserzeugung ist in Fig. 10 wiedergegeben, während Fig. 11 zur Erläuterung der Wirkungsweise dienen soll. In Fig. 10 ist 1 ein evakuiertes Glasgefäß mit Glühkathode 2 und zylinderförmiger Anode 3. 4 ist die Heizbatterie, 5 eine Gleichstromquelle, 6 eine Induktanz, 7 eine Spule, die um das Glasgefäß 1 herumgewunden zu denken ist, 8 eine Kapazität. 9 ist eine ebenfalls um das Glasgefäß gewickelt zu denkende Spule, die durch die Stromquelle 10 mit Gleichstrom gespeist wird, dessen Stärke durch den Widerstand 11 geregelt werden kann. 12 ist eine Drosselspule, welche verhindern soll, daß infolge der Induktionswirkung zwischen den Spulen 7 und 9 Wechsel- oder Hochfrequenzstrom in den Stromkreis der Gleichstromquelle 10 eintritt. Bei dem Magnetron (siehe die oben erwähnte Veröffentlichung) werden durch das parallel zur Achse der Elektroden in der Röhre verlaufende magnetische Feld, das dann rechtwinklig zur Bahn der Elektronen verläuft, die

Elektronen abgelenkt und sie bewegen sich je nach der Stärke des Magnetfeldes in engeren Spirallinien um die Kathode. Bei einem für jede Röhrenkonstruktion charakteristischen Wert des magnetischen Feldes

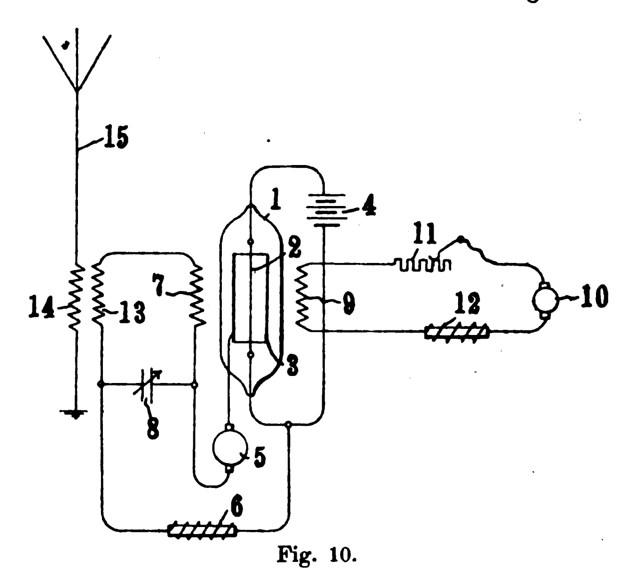


Fig. 10.

werden einige Elektronen verhindert, die Anode zu erreichen, was eine Abnahme des Stromes zur Wirkung hat. Bei noch stärkerer Vergröße-

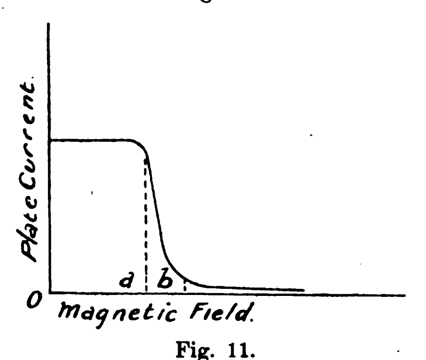


Fig. 11.

rung des magnetischen Feldes über jenen kritischen Wert fällt der Elektronenstrom bis auf Null herunter. Zur Erläuterung diene Fig. 11. Dort ist die Beziehung zwischen dem magnetischen Feld und dem Elektronenstrom dargestellt. Wird das magnetische Feld von Null an

gesteigert, so bleibt zunächst der Elektronenstrom konstant, bis das magnetische Feld den Wert *o a* erlangt hat. Darauf tritt bei weiterer Feldsteigerung bis *o b* eine rapide Stromabnahme bis nahezu Null ein. Die Wirkungsweise der Schaltungsanordnung nach Fig. 10 als Schwingungserzeuger kann kurz in folgender Weise erklärt werden. Das konstante magnetische Feld (Spule 9) mag auf einen etwas größeren Wert als *o a* in Fig. 11 eingestellt sein. Die Spule 7 kann dann so gewickelt und an die Stromquelle 5 angeschlossen sein, daß sich ihr Magnetfeld zu dem konstanten Feld der Spule 9 addiert. Wenn unter diesen Umständen die Stromkreise geschlossen werden, wird zunächst ein Elektronenstrom sich ausbilden, dieser kann jedoch nicht seinen Maximalwert erreichen, sondern er wird nur einen Mittelwert annehmen können. Während der Strom auf denjenigen Wert anwächst, bei dem infolge der vereinten Wirkung der durch die Spulen 7 und 8 erzeugten magnetischen Felder ein weiteres Anwachsen des Stroms verhindert wird, wird der Kondensator 8 geladen. Wenn der Plattenstrom sein Maximum erreicht hat, entlädt sich der Kondensator 8 durch die Spule 7 und erzeugt einen Strom in der entgegengesetzten Richtung, wie ihn die Stromquelle 5 erzeugt hatte. Das Feld der Spule 7 wirkt dann also dem Felde der Spule 9 entgegen und läßt dann wieder eine Stromzunahme zu. Dadurch wird in der Spule 7 wieder ein der Spule 9 gleichgerichtetes Feld erzeugt, was wiederum eine Stromverringerung zur Folge hat, und so wiederholt sich das Spiel dauernd. Die Frequenz, mit der dies geschieht, hängt von der Eigenfrequenz des Kreises 7, 8, 13 ab.

Die Anwendung dieses Magnetronprinzips als Verstärker behandelt die britische Patentschrift 167561, veröffentlicht 8. 9. 21. Fig. 12 zeigt eine Anwendung als Verstärker für Empfangsschwingungen; hier wirken die in der Spule 10 fließenden Empfangsschwingungen abwechselnd in gleicher und entgegengesetzter Richtung wie das Feld der Spule 16, so daß die Ströme im Plattenstromkreis 3, 4, 22, 23, 25, 24 verstärkt werden und auf den Detektor 24 verstärkt zur Wirkung kommen. Fig. 13 zeigt einen Sender für drahtlose Telephonie, dessen Wirkung hiernach ohne weiteres verständlich sein dürfte. Die Spule 56 wirkt hier als eine Art Rückkopplung oder Selbststeuerung. Fig. 14 endlich zeigt eine Anwendung auf drahtlosen Empfang. Dort werden zwei Magnetronröhren verwendet; die eine, *C*, dient als Verstärker für die Empfangsschwingungen, die andere, *D*, als Detektor. Auch die Wirkungsweise dieser Anordnung wird aus der Figur ohne weitere Erläuterung verständlich sein.

Weitere Anwendungen des Magnetronprinzips für die Zwecke des Sendens für drahtlose Telegraphie und Telephonie bringt die britische Patentschrift 172593, veröffentlicht 5. 1. 22. Hier wird die Magnetronröhre noch mit Mitteln zur elektrostatischen Steuerung nach Art

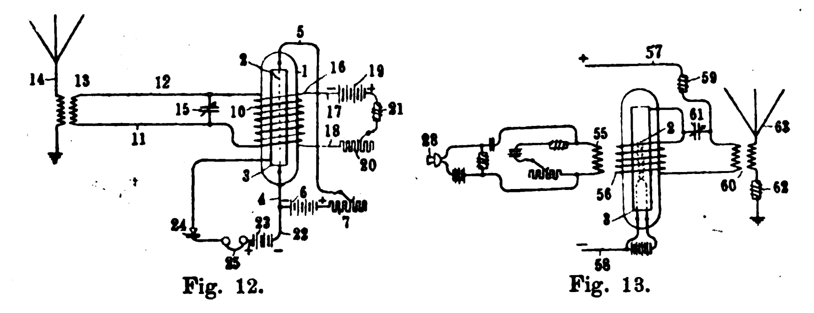


Fig. 12. Fig. 13.

der üblichen Steuergitter versehen. Fig. 15 zeigt z. B. diese Ausgestaltung. 7 ist das Glasgefäß, 8 die Kathode mit ihren Zuführungen 9 und 10. 11 ist eine Spiralfeder, um den Kathodenfaden straff gespannt zu halten. 12 ist das die Glühkathode umgebende

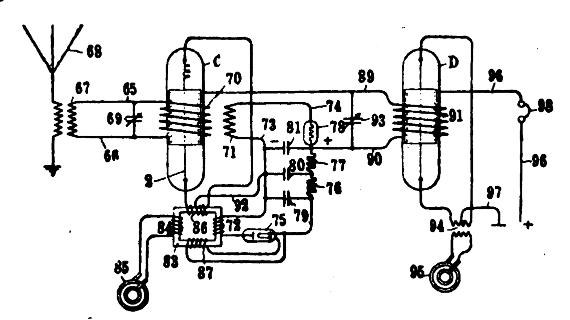


Fig. 14.

elektrostatische Steuerelement. Außerhalb des Gitters liegt die zylindrische Anode 17; 19 ist die Magnetspule außerhalb der Glaswandung. Fig. 16 zeigt die Anordnung zum Geben von Morsezeichen, wo 34 der Morsetaster ist. Fig. 17 und Fig. 18 sind Anwendungen dieser Magnetronröhre nach Fig. 15 für die Zwecke als Sender für drahtlose Telephonie, die wohl ebenfalls keiner weiteren Erläuterung bedürfen.

Britische Patentschrift 143583. Lucien Levy in Paris, veröffentlicht 24. 6. 20. Auf der Empfangsstation wird ein Empfangskreis unter der Einwirkung der Sendekreise und in gewissen Fällen auch unter der Einwirkung von Ortsschwingungskreisen ein Hoch-

frequenzstrom erzeugt, der in seiner Amplitude moduliert ist, und zwar mit Überhörfrequenz. Für den Empfang wird die sehr große Frequenzdifferenz zwischen dieser Überhörfrequenzmodulation und den durch atmosphärische Störungen und Störungen von mit gedämpften

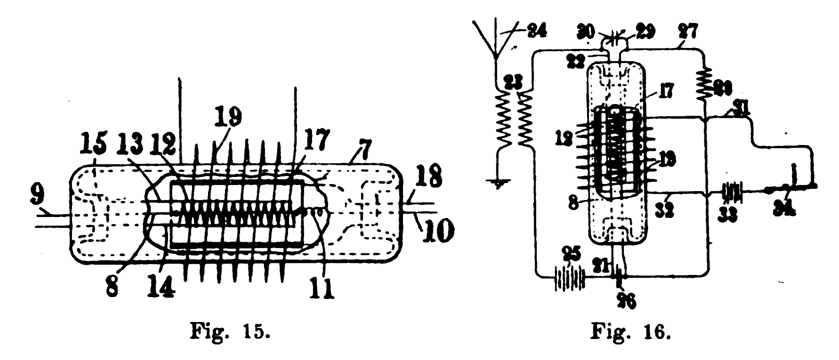


Fig. 15. Fig. 16.

Schwingungen arbeitenden Stationen ausgenutzt. Eine nähere Erläuterung an Hand von Figuren kann hier wegen Mangel an Raum nicht gegeben werden.

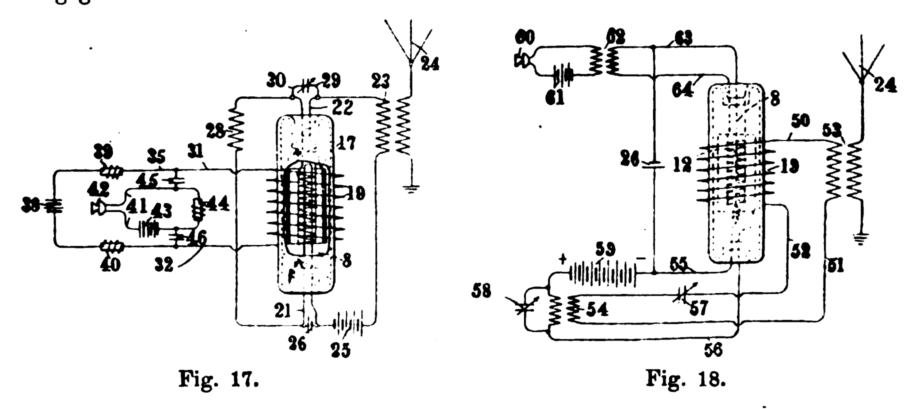


Fig. 17. Fig. 18.

Britische Patentschrift 166358. Alfred Richard Taylor in London, veröffentlicht 11. 8. 21. V in Fig. 19 ist eine Generatorröhre und V' eine zu ihr parallel geschaltete Röhre, deren Gitterkathodenkreis die Sekundärspule eines Transformators B enthält, dessen Primärspule A im Stromkreis der Batterie S und des Mikrophons M liegt. In diesem Stromkreis liegt noch eine Spule C, die auf dem geschlossenen Eisenkern I liegt, der außerdem noch die Spule E trägt, die im Anodenkreis der Hochspannungsstromquelle HT liegt. Der Kern I trägt

noch eine dritte Wicklung D, die den Heizstromkreis der Röhren V und V' speist. Die Spule C ist so gewickelt, daß, wenn das Gitter der Röhre V' durch die Sprachschwingungen positiv geladen wird, in der Spule E eine EMK. erzeugt wird, die derjenigen der Hochspannungsbatterie HT entgegenwirkt, während dann, wenn das Gitter negativ

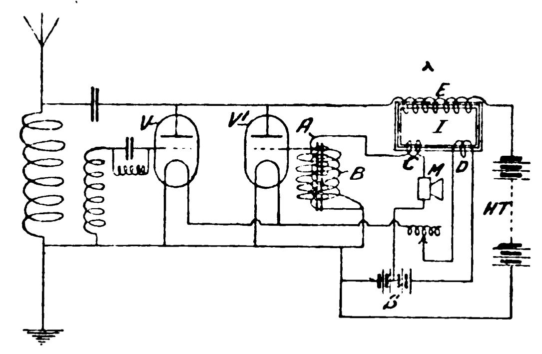


Fig. 19.

geladen wird, die induzierte EMK. die Spannung der Batterie HT unterstützt. Die Spule D ist so angeordnet, daß, wenn keine Modulation auftritt, der Kern I praktisch nicht magnetisiert ist.

Britische Patentschrift 145039. Marconis Wireless Telegraph Company Ltd. in London und Clair Loring Farrand in Elizabeth, New

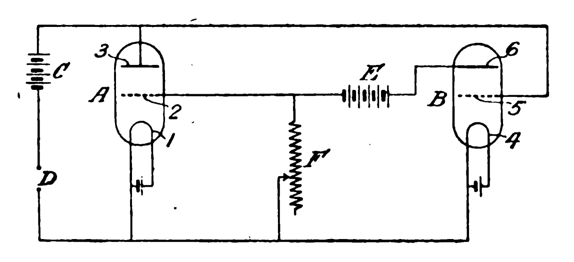


Fig. 20.

Jersey, V. St. A., veröffentlicht 4. 8. 21. Bei Sendern, Empfängern und Detektorschaltungen für drahtlose Telephonie werden eine oder mehrere Röhren der Weagant-Type verwendet, die bekanntlich ein Steuerelement in Gestalt eines außen um die Röhre gelegten Metallbelages besitzen.

Britische Patentschrift 164105. William Theodore Ditcham in

Twickenham, England, veröffentlicht 30. 6. 21. Zur Fremdsteuerung von Relais- oder Verstärkerröhren, von denen mehrere in Parallelschaltung verwendet werden können und deren Anodenkreis mit der Antenne gekoppelt ist, wird deren Gitter durch die kombinierten Schwingungen zweier Röhrengeneratoren mit Rückkopplung erregt, die auf verschiedene Frequenzen abgestimmt sind, wobei durch die zu übertragende Sprache die Frequenz des einen dieser Röhrengeneratoren geändert wird. Zwischen die Röhrengeneratorenkreise und den Gitterkreis der Verstärkerröhren ist unter Vorschaltung einer Ventilröhre ein auf die Differenz der Schwingungen der Röhrengeneratoren abgestimmter Schwingungskreis geschaltet.

Britische Patentschrift 170154. Charles Samuel Franklin in London, veröffentlicht 10. 11. 21. Die Erfindung bezweckt das drahtlose Gegensprechen mit Hilfe nur einer Antenne, ohne daß dabei eine

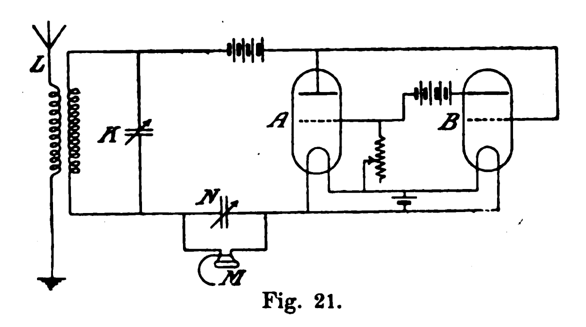


Fig. 21.

Umschaltung zwischen Senden und Empfang nötig wäre. Das Wesen der Anordnung besteht darin, daß die beiden gegensprechenden Stationen mit verschiedener Wellenlänge arbeiten und so zwischen diesen Schwebungen auftreten, während an jeder Station ein auf diese Schwebungen abgestimmter Empfangskreis vorgesehen ist und über einem Gleichrichter so mit dem Sendersystem gekoppelt ist, daß solange keine Empfangswirkung auftritt, wenn nicht der Sender arbeitet.

Britische Patentschrift 152693. John Scott-Taggart, veröffentlicht 18. 11. 20. Es werden zwei Vakuumröhren in einer Gesamtschaltung benutzt derart, daß diese Anordnung die Eigenschaft des „negativen Widerstandes“ besitzt. Fig. 20 zeigt eine solche Schaltung. *A* und *B* sind zwei Vakuumröhren, die in der dargestellten Art zusammengeschaltet sind. Wenn an der Stelle *D* eine Stromleitung eingeschaltet ist, so fließt im Kreise 1, 3, *C*, *D* ein konstanter Strom und ebenso im Kreise 6 *E F* 4 ein konstanter Strom, so daß das Potential von 2 eben-

falls einen konstanten Wert besitzt. Wenn jedoch die EMK. von C vergrößert wird, so daß das Potential von 3 in bezug auf 1 vergrößert wird, so wird das Potential von 5 in bezug auf 4 mit einer entsprechenden Steigerung des Stromes im Kreise $6\,EF\,4$ ebenfalls steigen.

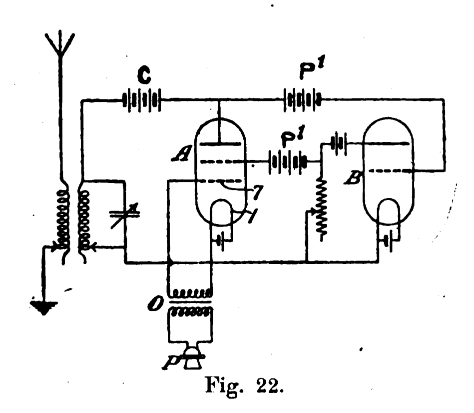


Fig. 22.

Diese Zunahme des Stromes ist begleitet von einer Zunahme des negativen Potentials am oberen Ende von F und folglich von einer Abnahme des Potentials von 2 gegenüber 1. Diese letztgenannte Abnahme wird eine Abnahme des Stromes im Kreise $3\,CD\,1$ bewirken; d. h. eine

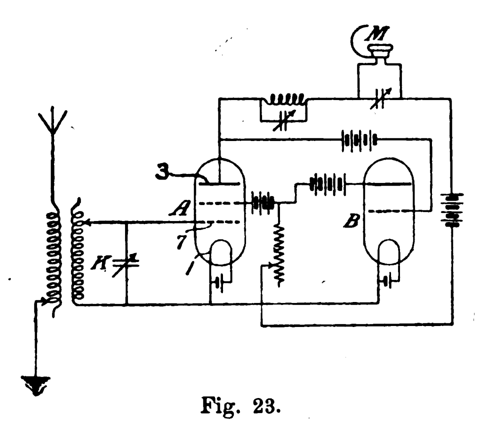


Fig. 23.

Zunahme der EMK. von C hat zwei entgegengesetzte Wirkungen: einerseits sucht sie den Anodenstrom der Röhre A zu vergrößern, andererseits aber auch diesen Strom durch Verringerung des Potentials des Gitters 2 zu verringern. Die letztere Wirkung kann die erste

überwiegen, so daß eine Zunahme des der Anode zugeführten Potentials eine Abnahme des Anodenstromes bewirkt und umgekehrt eine Abnahme des der Anode zugeführten Potentials eine Zunahme des Anodenstromes. Die gegenseitige Größe der beiden Wirkungen kann durch Veränderung des hohen Widerstandes F eingestellt werden. Fig. 21 zeigt die Anwendung dieser Schaltung zum Empfangen drahtloser Signale. Fig. 22 zeigt die Anwendung als Telephoniesender, wobei die Röhre A noch ein Zusatzgitter 7 besitzt, welches mit der Kathode 1 durch die Sekundärspule des Transformators O verbunden ist, in dessen Sekundärkreis das Mikrophon P liegt. Die Batterien P' dienen dazu,

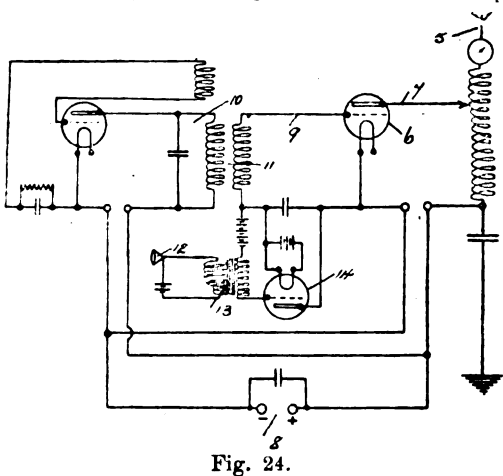


Fig. 24.

die Gitter, mit denen sie verbunden sind, auf einem geeigneten Potential zu halten. Fig. 23 endlich zeigt eine Anwendung auf den Empfang, bei der die Röhre A ein Zusatzgitter 7 besitzt, das über den Schwingungskreis K mit der Kathode 1 verbunden ist, während das Telephon M in Serie mit der Anode geschaltet ist.

Britische Patentschrift 165994. Horace Leslie Crowther, Leslie Alfred Mc Dougald, Harold Morris-Airey und George Alexander Irving, veröffentlicht 4. 8. 21. Das Gitter einer Verstärker- oder Relaisröhre 6 in Fig. 24 wird dauernd erregt durch einen besonderen Hochfrequenzgeneratorkreis 10, der eine annähernd sinusförmige Spannung zuführt, die im Beispiel der Fig. 24 durch eine mit Rückkopplung arbeitende Generatorröhre dargestellt ist. Um eine verzerrungsfreie Beeinflussung der in die Antenne 5 übertragenen Hochfrequenzströme durch das Mikrophon zu erzielen, ist parallel zu einem im Gitterkreise 9 liegen-

den Kondensator die Strecke Kathode—Anode einer Vakuumröhre 14 gelegt, deren Gitter durch die über den Transformator 13 zugeführten Mikrophonströme gesteuert wird.

Literaturverzeichnis.

Von C. Lübben.

Großstationen.

Neue drahtlose Station in Belgien. (Elektrot. Ztschr. **43**, S. 439, 1922, Nr. 13.)

Einige technische Daten über eine Station, die in Royssolede bei Brügge für den Verkehr mit Nord- und Südamerika und dem Kongo von der Société Indepentante Belge de Télégraphie sans Fils errichtet werden soll.

Funkentelegraphie auf weite Entfernungen in Australien. (Elektrot. Ztschr. **43**, S. 439, 1922, Nr. 13.)

Einige Angaben über den Ausbau des Funknetzes in Australien und die bisherigen Erfolge im Verkehr mit anderen Großstationen.

Die neuesten Fortschritte der Funkentelegraphie im Weltverkehr. (Ztschr. des Vereins deutscher Ing. **66**, S. 404, 1922, Nr. 16.)

Für den Überseeverkehr ist als Gegenstation für Nauen und Eilvese die neue amerikanische Riesenfunkstelle „Radio Central" in Rocky Point auf Long Island teilweise in Betrieb genommen worden. Die Sende- und Empfangsanlagen und der geplante weitere Ausbau werden kurz beschrieben.

Le Central radiotélégraphique de New York. (Annales des Postes téléphones **11**, S. 480, 1922.)

Referat über Radio Review Januar 1922.

L. Chaulard, Les grandes stations radiotélégraphiques au point de vue financier. (Annales des Postes télégraphes et téléphones **11.** S. 361—381, 1922.)

Antennen.

C. Lübben, Verbesserung des Erdwiderstandes von Antennen. (Ztschr. für Fernmeldetechnik **3**, S. 45, 1922.)

Kurze Beschreibung der von Telefunken, Alexanderson und Pedersen angegebenen Verbesserungen des Erdwiderstandes von Antennen.

Schwingungserzeugung.

A simple Generator of high Frequency current for measurement purposes. (Electrician 88, S. 436, 1922, April.)

Es wird ein Lichtbogen-Hochfrequenz-Schwingungserzeuger und die für Meßzwecke günstige Schaltung beschrieben und einige Beispiele für Messungen angegeben.

Röhrensender.

C. Lübben, Vakuumröhren mit magnetischer Steuerung (Magnetron). (Ztschr. f. Fernmeldetechnik **3**, S. 22, 1922, Februar.)

Zusammenstellung der verschiedenen Schaltungen zur magnetischen Steuerung von Vakuumröhren unter besonderer Berücksichtigung der Patentliteratur.

A. W. Hull, The Magnetron. (Phys. Rev. **17**, S. 539, 1921, April; Proc. Amer. Inst. El. Eng. **40**, S. 715, 1921, September; Annales des Postes telegr. et teleph. **11**, S. 502—524, 1922.)

Außer recht eingehenden theoretischen Untersuchungen der magnetischen Steuerung von Vakuumröhren enthalten die Arbeiten die Ergebnisse umfangreicher experimenteller Messungen über die Abhängigkeit des Anodenstroms vom magnetischen Steuerfeld.

Röhrenempfänger.

E. O. Moullin, L. B. Turner, The Thermionic Triode as Rectifier. (Electrician 88, S. 442, 1922, April.)

Die Verfasser untersuchen die Leistungsfähigkeit der Röhrengleichrichter, wie sie in der Hochfrequenztechnik gebraucht werden, theoretisch und experimentell. Die theoretischen Ergebnisse werden mit den bei niedrigen Frequenzen gemachten Messungen verglichen und gute Übereinstimmung gefunden.

Hochfrequenztelephonie.

Drahtlose Telephonie auf weite Entfernungen. (Umschau Nr. 16 vom 16. 4. 1922, S. 250.)

Kurzer Bericht eines Vortrages von Oberingenieur Schäffer in der Deutschen Ges. für techn. Physik.

Radiotelephonie entre l'Allemagne et le Danemark. (Annales des Postes télégraphes et téléphones 11, S. 539, 1922.)

Essais de téléphonie sans fil au poste de la tour Eiffel. (Annales des Postes télégraphes et téléphones **11**, S. 353, 1922.)

Es wird über Versuche berichtet, die im Dezember 1921 mit Röhrensender von ca. 800 Watt Antennenenergie ausgeführt wurden und bei 2600 m Wellenlänge 1000—1500 km Reichweite ergaben.

Empfänger.

M. Moye, Poste hétérodyne fonctionnant sur le courant alternatif. (Annales des Postes télégraphes et téléphones **11**, S. 525, 1922.)

Verschiedenes.

F. J. Dommerque, Magnetische Eigenschaften von komprimiertem gepulvertem Eisen. (Ztschr. für Fernmeldetechnik **2**, S. 222, 1921; **3**, S. 24, 1922.)

Auszug eines in der amerikanischen Fernmeldeliteratur veröffentlichten Vortrages im American Institute of Electrical Engineers über Eisenkerne, die aus gepulvertem Eisen hergestellt sind. Der Auszug enthält außer den

Herstellungsangaben die Ergebnisse der experimentellen Prüfung der magnetischen und Materialeigenschaften der Kerne.

Communications de T. S. F. entre avions sans antenne flottante et par ondes très courtes. (Annales des Postes télégraphes et téléphones 11, S. 538, 1922.)

Jullien, Calvel, Étude economique comparée de divers systèmes d'emission de T. S. F. (Annales des Postes télégraphes et téléphones 11, S. 98, 1922.)

Die Wirkungsgrade und Kosten von Tonsender, Lichtbogen und Hochfrequenzmaschinen-Sender werden miteinander verglichen.

Der Siemens-Schnelltelegraph. (Ztschr. des Vereins deutscher Ing. **66**, S. 402, 1922, Nr 16.)

Eine Beschreibung der Siemens-Schnelltelegraphen-Geber und -Empfänger.

Bücherbesprechungen.

Artur Fürst, Im Bannkreis von Nauen, die Eroberung der Erde durch die drahtlose Telegraphie. 326 Seiten mit 216 Figuren. Deutsche Verlagsanstalt Stuttgart und Berlin. 1922. Preis M. 90.—.

In Manchem, der vor etwa 20 Jahren die Slabyschen Vorträge an der Charlottenburger Hochschule über Funkentelegraphie und Elektromechanik hörte, wird der Genuß an diese, von hoher Kultur der Sprache und Darstellung erfüllten Stunden wieder aufleben, wenn er das Fürstsche Buch zur Hand nimmt. Artur Fürst und Hans Dominik bilden in der Journalistik populär-technischer Wissenschaft eine Fortsetzung ihres Lehrmeisters Slaby. Es ist im „Bannkreis von Nauen" ebenso wie in den meisten anderen Schriften von Fürst dieselbe elegante flüssige Darstellung und Erklärungsweise auch schwieriger und sonst für die größere Menge weniger interessanter Probleme, derselbe spannende Aufbau der Schilderung, wie sie die Vorträge Slabys auszeichneten, so daß sich das Ganze wie ein spannender Roman liest. Es ist m. E. zweifelsohne ein großes Verdienst durch derartige Schilderungen in Deutschland auch solche Kreise für die technischen Dinge zu gewinnen, welche sonst anderen Interessen zustreben. Dieses wird sicherlich durch das Fürstsche Buch erreicht.

Gegenüber diesen großen Vorzügen habe ich für die wahrscheinlich bald erforderliche zweite Auflage nur wenige Wünsche. Wenn auch das Buch, seinem Titel entsprechend, im wesentlichen die ungeheure Arbeit von Telefunken zum Gegenstand der Erörterung macht, so sollten doch die Arbeiten anderer, wie z. B. Tesla, Fessenden, Lodge, de Forest, Langmuir, Alexanderson usw., welche entweder überhaupt nicht erwähnt oder nur sehr stiefmütterlich behandelt sind, auf etwas breiterer Grundlage dargestellt werden, dem sonst sehr umfassenden Charakter des Buches entsprechend. Die Sendererdung S. 41 rührt von Marconi her, der als hervorragendster Pionier der F.-T. nicht besonders gut wegkommt. Der Löschfunkensender ist tatsächlich zuerst von E. v. Lepel vorgeführt worden. Für den gekoppelten Funkensender waren O. Lodge und G. Marconi maßgebend. In der Darstellung auf S. 26 findet die Heavisideschicht, welche für die Strahlung nicht ganz unwesentlich zu sein scheint, keine Berücksichtigung. Dieses sind aber geringfügige Mängel, welche die Freude an dem Buch, das von der Verlagsbuchhandlung bestens ausgestattet und mit sehr anschaulichen Figuren versehen ist, keineswegs beeinträchtigen, so daß das Werk berufen erscheint, der „Drahtlosen" viele neue Freunde zu gewinnen.

Eugen Nesper.

Naturforscher-Versammlung Leipzig 1922.

Von Herrn Prof. Dr. H. Scholl wird uns folgendes mitgeteilt:

Die unterzeichneten Geschäftsführer und Einführenden beehren sich, Sie zu der vom 18.—24. September 1922 in Leipzig stattfindenden

Hundertjahr-Feier
der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte

ergebenst einzuladen.

Für die Versammlung ist folgendes Programm in Aussicht genommen:

Sonnabend, den 16. September:

11 Uhr Vormittag: Ausstellungs-Eröffnung für die Presse.
12 Uhr Mittag: Offizielle Eröffnung der Ausstellung im Ausstellungsgelände.
3 Uhr Nachmittag: Besuch der Ausstellung durch den Vorstand.

Sonntag, den 17. September:

Ab 8 Uhr Abend: Zusammenkunft in den oberen Sälen des Krystallpalastes.

Montag, den 18. September:

9 Uhr Vormittag: Begrüßungs-Ansprachen. I. Allgemeine Sitzung. Thema: Die Relativitätstheorie.
a) Prof. Dr. Einstein, Berlin: Die Relativitätstheorie in der Physik.
b) Prof. Dr. Schlick, Kiel: Die Relativitätstheorie in der Philosophie.

2 Uhr 30 Min. Nachmittag: Sitzung der medizinischen Hauptgruppe. Thema: Die Wiederherstellungschirurgie.
a) Prof. Dr. Bier, Berlin: Über Regeneration, insbesondere beim Menschen.
b) Prof. Dr. Lexer, Freiburg, i. Br.: Transplantation und Plastik.

Dienstag, den 19. September:

9 Uhr Vormittag: II. Allgemeine Sitzung. Thema: Die Vererbungslehre.
a) Prof. Dr. Johannsen, Kopenhagen: Hundert Jahre der Vererbungsforschung.
b) Prof. Dr. Meisenheimer, Leipzig: Äußere Erscheinungsform und Vererbung.
c) Dr. Lenz, Herrsching-Oberbayern. Die Vererbungslehre beim Menschen.

2 Uhr 30 Min. Nachmittag: Gemeinsame Sitzung der beteiligten Abteilungen beider Hauptgruppen. Thema: Über Elektrolytwirkungen im Organismus.
Berichterstatter: Prof. Dr. Wo. Ostwald, Leipzig; Prof. Dr. Höber, Kiel; Prof. Dr. Spiro, Basel.
Außerdem: Abteilungssitzungen.

Mittwoch, den 20. September:

9 Uhr Vormittag: Sitzung der naturwissenschaftl. Hauptgruppe: Geophysikalisch-geographische Themata:
9 Uhr Vormittag: Prof. Dr. Walther, Halle: Fortschritt und Rückschritt im Laufe der Erdgeschichte.
10 Uhr Vormittag: Prof. Dr. Hellmann, Berlin: Deutschlands Klima.
11—11 Uhr 30 Min.: Pause.
11 Uhr 30 Min. Vormittag: Sven Hedin, Stockholm: Das Hochland von Tibet und seine Bewohner.
Nachmittag u. folgende Tage: Abteilungs-Sitzungen und gemeinsame Sitzungen.

Gleichzeitig mit der Tagung findet eine Reihe von Ausstellungen statt, vor allem eine Industrieausstellung auf dem Gelände der technischen Messe, welche den gesamten Forschungs-, Unterrichts- und Betriebsbedarf der Naturwissenschaften umfaßt.

Im Anschluß an die Versammlung findet in der Zeit vom 25. September bis 14. Oktober eine Reihe von Ärzte-Fortbildungskursen auf verschiedenen Einzelgebieten der Medizin statt.

Teilnehmer an der Versammlung kann jeder werden, der sich für Naturwissenschaften oder Medizin interessiert. Für die Teilnehmerkarte sind M. 100.— (Ausländer entsprechend mehr) zu entrichten, wovon aber für die Mitglieder der Gesellschaft der Jahresbeitrag in Abzug gebracht wird. Für die Damen der Teilnehmer werden Karten zum Preise von M. 50.— ausgegeben. Die Preise für den Katalog der Ausstellung und einen Führer durch Leipzig sind im Preis der Teilnehmerkarte eingeschlossen.

Falls Sie die Absicht haben, an der Versammlung teilzunehmen, bitten wir Sie, unter Angabe der Abteilung, der Sie beizutreten wünschen, der Geschäftsstelle der Hundertjahrfeier der Gesellschaft, Leipzig, Nürnberger Straße 48, möglichst bald Mitteilung zu machen, worauf Ihnen späterhin das ausführliche Programm zugesandt wird.

Da das im Juli erscheinende Programm die endgültige Zusammenstellung aller Darbietungen enthalten soll, bitten wir Vorträge und Demonstrationen bis spätestens Ende Juni den unterzeichneten Einführenden der betreffenden Abteilungen anmelden zu wollen. — Vorträge, die sich zur Verhandlung in gemeinsamen Sitzungen mehrerer Abteilungen eignen, sind besonders willkommen.

Wir bitten um tunlichste Verbreitung dieser Einladung!

Die Geschäftsführung

Geh. Med.-Rat Prof. Dr. von Strümpell — Geh. Rat Prof. Dr. Wiener
Geh. Med.-Rat Prof. Dr. Sudhoff — Prof. Dr. Meisenheimer
Dr. Weigeldt, Schriftführer.

Die Einführenden:

Abteilung 2, Physik; in Gemeinschaft mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.
Prof. Dr. Wiener, Leipzig, Linnéstraße 4.
Prof. Dr. Des Coudres, Leipzig, Linnéstraße 3.

Abteilung 3, Technische Physik und Elektrotechnik; in Gemeinschaft mit der Gesellschaft für techn. Physik.
Prof. Dr. Scholl, Leipzig, Linnéstraße 5 II.

Wir machen darauf aufmerksam, daß Vorträge auf dem Gebiete der technischen Physik und Elektrotechnik, die bisher nur in geringer Zahl vorliegen, bei dem Einführenden Prof. Dr. H. Scholl, Leipzig, Linnéstraße 5 II, anzumelden sind. Es wäre äußerst erwünscht, wenn baldigst und möglichst vor dem 30. Juni auf dem Gebiete der Hochfrequenztechnik tunlichst zahlreiche Vorträge angemeldet würden. Es ist zu hoffen, daß die innere und äußere Gestaltung und Anordnung der Vorträge zweckmäßiger ausfällt, als dies bei den meisten Veranstaltungen der letzten Versammlung in Jena 1921 der Fall war. Die Redaktion.

Eröffnung der Transradiobetriebszentrale.

Am 16. Juni 1922 fand die Einweihung der Betriebszentrale der drahtlosen Überseeverkehrs-A.-G. „Transradio“ im althistorischen Postgebäude, Berlin N., Artilleriestr. 24 statt. Der Betrieb ist zurzeit so organisiert, daß die an die Verteilungsstelle gelangenden Telegramme, welche den Vermerk tragen, daß sie drahtlos befördert werden sollen, entweder von Hand oder über den Siemens-Maschinensender nach der in Nauen direkt am Hochfrequenz-Maschinensender angebrachten Tasteinrichtung von der Artilleriestraße aus gegeben werden. Die Übertragung findet mittels direkter Kabelleitung nach Nauen statt. Die von Eilvese heraus zu gebenden Telegramme werden zurzeit noch mittels Hughes-Telegraph nach dort befördert; indessen ist auch für den Betrieb dieser Station das direkte Tasten für die Zukunft vorgesehen. Empfangen wird mittels Rahmenantennenanordnung der Radio Corporation in River Head bei New York, woselbst die empfangenen Telegramme nach der Betriebszentrale in der Broad Street in gleicher Weise wie in Deutschland weitergegeben werden. Der gleichzeitig stattfindende Verkehr Amerika—Deutschland spielt sich in derselben Weise ab. Als Sender arbeitet die Großstation Rocky Point der Radio Corporation, als Empfänger die Rahmen-Empfangsanlage Geltow der Transradio A.-G.

In dem Postgebäude Artilleriestraße werden in kurzem alle Berliner Betriebsfunkeinrichtungen vereinigt, so daß von hier aus der gesamte Radioverkehr abgewickelt wird. Über die genaueren Einzelheiten dieser Anlage werden wir demnächst noch ausführlich berichten.

Vor der Einweihung der Transradiobetriebszentrale fanden vier Vorträge statt. Im ersten kennzeichnete Graf Arco den gegenwärtigen Stand und die nächsten Ziele der drahtlosen Technik. Darauf machte Herr Rukop Mitteilungen über die neuste Röhrenentwicklung bei Telefunken. Während bisher Wechselstromspeisung des Röhrensenders für die Umformung Alkalielektrodenröhren als Gleichrichter benutzt wurden, werden jetzt Metalldrahtventile angewendet. Dafür ist man bei einer der neuen Röhrengattungen für Verstärker- und Sendezwecke von Metalldrahtkathoden auf Metalloxydglühkörper übergegangen, ähnlich wie sie von Wehnelt schon 1904 angewendet wurden. Im dritten Vortrag schilderte Herr Esau Schwierigkeiten, welche durch die Echowirkung beim Empfang auf sehr große Entfernungen, etwa in der Größenordnung von 20000 km auftreten können, indem die

Zeichen ineinander gehen und alsdann nur noch eine Strichwirkung hervorrufen können. Die Entwicklung und Organisation des Radioverkehrs in Deutschland, insbesondere der Transradiobetriebszentrale wurde darauf von Herrn Solff eingehend dargestellt. Besondere Beachtung fand ferner die polytopische Uhr von R. Hirsch. E. Nesper.

Briefe an die Schriftleitung.

(Der Abdruck zur Veröffentlichung eingesandter Briefe erfolgt ohne Verbindlichkeit der Schriftleitung.)

„Drahtlose Energieübertragung", F. v. Vogel, Bd. 19, Heft 3.

Sämtlichen Schlußfolgerungen, zu welchen der Verfasser gelangt ist, muß widersprochen werden.

1. In größerer Entfernung vom Sender ist unter allen Umständen das elektrische Feld gleich dem magnetischen. Nur für kleine Entfernungen von etwa unter 1 Wellenlänge gelten andere, komplizierte Gesetze.

2. In welchem Winkel die Sendeenergie von der Antenne ausgestrahlt wird, hängt von ihrer Form in dem Sinne, wie der Verfasser es meint, nur in geringem Grade ab. Denn

3. die Richtwirkung einer Antenne wird nicht durch die Resultierende der magnetischen Felder des wirklichen Antennendrahtes bestimmt, wie der Verfasser meint, sondern durch die Resultierende sämtlicher magnetischer Felder, die der Luftdraht erzeugt. Der Verfasser übersieht nämlich bei seinen Überlegungen, daß die Erdoberfläche ein Spiegelbild der Antenne liefert. Diesen Fehler hat selbst Zenneck gemacht, als er zum ersten Male die Richtwirkung der geknickten Antenne genau wie der Verfasser erklären wollte. Aber das war vor 20 Jahren!

4. Der Schluß, daß es für jede Entfernung eine günstigste Antennenform geben müsse, wird damit hinfällig.

5. Die liegende Induktionsantenne erspart keineswegs die hohen Maste. Denn wenn sie ganz nahe der Erdoberfläche angeordnet ist, wird ihre Wirkung durch ihr Spiegelbild aufgehoben. Ihr Feld hat also nicht das Aussehen nach Fig. 4 des Verfassers.

Alle Überlegungsfehler, die im Aufsatze vorkommen, zu besprechen, würde zu weit führen. Es sei nur erwähnt, daß die Rahmenantenne ebensowohl als magnetischer Dipol wie als elektrischer Doppeldipol aufgefaßt werden kann. Ihre Richtwirkung beweist also nicht, daß der Einfluß des elektrischen Feldes vernachlässigt werden kann. W. Burstyn.

Berichtigung.

In Heft 3 S. 209 lautet über das Magnetron das D. R. P. Nr. 276528 Klasse 21g, Gruppe 4, von Siemens & Halske A.-G.

